ANNALES

DE

RADIOÉLECTRICITÉ

COMPAGNIES FRANÇAISES ASSOCIÉES DE T.S.F.

79, Boulevard Haussmann, 79

PARIS

TOME II. JUILLET 1947. N° 9.

TOME II JUILLET 1947 N° 9

ANNALES
DE
RADIOÉLECTRICITÉ

COMPAGNIES FRANÇAISES ASSOCIÉES DE T.S.F.

COMPAGNIE GÉNÉRALE DE TÉLÉGRAPHIE SANS FIL
SOCIÉTÉ FRANÇAISE RADIO-ÉLECTRIQUE
LA RADIOTECHNIQUE
SOCIÉTÉ INDÉPENDANTE DE TÉLÉGRAPHIE SANS FIL
COMPAGNIE RADIO-FRANCE
COMPAGNIE RADIO-MARITIME
RADIO-ORIENT
COMPAGNIE RADIO CINÉMA
ÉTABLISSEMENTS E. ROBERT ET CIE (LA STÉATITE INDUSTRIELLE)
SOCIÉTÉ DE TRAITEMENTS ÉLECTROLYTIQUES ET ÉLECTROTHERMIQUES (STEL)

79, Boulevard Haussmann, PARIS

SOMMAIRE

L'envoi des *Annales* est fait contre versement de la somme de 250 francs par fascicule, ou 800 francs pour une souscription à 4 fascicules à paraître dans l'année, à titre de participation aux frais.
Prière d'adresser toute correspondance à la Compagnie Générale de T. S. F., Centre d'Information et de Documentation, 98 bis, boulevard Haussmann, Paris (8ᵉ).
Règlement par chèque à l'ordre de la Compagnie Générale de T.S.F. ou versement à son compte C. P. Paris 1068-98.

ÉTAT ACTUEL DES CONNAISSANCES SUR L'ÉMISSION ÉLECTRONIQUE SECONDAIRE DES SUBSTANCES SOLIDES

Par P. PALLUEL.

Laboratoire de Recherches « Tubes Électroniques » de la Compagnie Générale de Télégraphie sans fil.

Sommaire. — *Après avoir rappelé le rôle important joué par les phénomènes d'émission secondaire dans les tubes électroniques, l'auteur se propose d'en étudier les lois principales, en marquant les résultats acquis et en dégageant les tendances actuelles vers une représentation plus générale des phénomènes. La composition du rayonnement secondaire et les mécanismes fondamentaux associés sont envisagés, puis les résultats relatifs à l'émission par les métaux sont rappelés, ainsi que les phénomènes influant sur leur valeur. Les propriétés émissives de divers types de substances : métaux alcalino-terreux et alcalins, composés métalliques, couches complexes, cathodes à oxydes et alliages à rendement élevé sont ensuite examinées en détail, en relation avec les propriétés physiques et chimiques des substances et sous le double aspect de l'intérêt théorique et des possibilités d'applications techniques. De nombreuses courbes illustrent cette étude analytique et synthétique.*

I. **Introduction**.

Le bombardement électronique de toute substance solide fait apparaître, au voisinage de sa surface, un flux d'électrons dits « secondaires » susceptibles d'être recueillis en un autre point du système si certaines conditions expérimentales sont réalisées. Celles-ci peuvent exercer une influence profonde sur la grandeur de l'effet mesurable, mais il est possible de les choisir de telle manière que la mesure tende à délivrer des résultats absolument caractéristiques de la substance et des conditions du bombardement. Il est alors constaté, notamment, que le flux secondaire comporte non seulement des électrons primaires dispersés par le choc, mais aussi des électrons arrachés à la substance elle-même; que la vitesse de ceux-ci est en moyenne faible et leur nombre parfois supérieur à celui des électrons primaires excitateurs; que dans un très grand nombre de cas l'intensité secondaire suit instantanément les variations de l'intensité primaire et lui est proportionnelle, toutes choses égales d'ailleurs, ce qui permet, en outre, de définir un coefficient d'émission secondaire égal au rapport de ces deux quantités. C'est de l'examen détaillé de tels résultats que peuvent être déduites les lois intrinsèques du phénomène.

Dans un tube à vide, où ils se produisent inévitablement, les effets d'émission secondaire sont susceptibles de modifier, parfois profondément, les caractéristiques de fonctionnement telles qu'elles peuvent être prévues en ne tenant compte que des courants primaires. L'importance de ces effets dépend alors non seulement des propriétés émissives caractéristiques des substances, mais aussi des circonstances particulières de leur mise en œuvre, imposées par la géométrie du tube, la distribution des potentiels, des courants et des charges d'espace et la grandeur des signaux appliqués. Par exemple, les perturbations produites dans une triode fonctionnant en classe A peuvent être tenues pour négligeables, mais si, au contraire, la grille devient positive par rapport à la cathode, des flux secondaires peuvent circuler de la grille à l'anode, ou inversement, selon leur polarité respective et sont capables de perturber notablement les propriétés amplificatrices ou oscillatrices du tube. Avec le développement des systèmes à très haute fréquence, où les temps de transit des électrons cessent d'être négligeables devant la période des signaux, le rôle de l'émission secondaire est encore accru du fait des particularités des échanges d'énergie entre les électrons et les champs H. F. régnants. De la sorte, les cathodes

elles-mêmes peuvent être soumises au bombardement électronique, comme c'est le cas notamment dans les magnétrons, où l'émission secondaire cathodique joue parfois un rôle considérable.

Ainsi, non seulement les effets d'émission secondaire doivent entrer en ligne de compte dans la prévision des caractéristiques réelles des tubes, mais il est encore nécessaire de les réduire lorsqu'ils se révèlent foncièrement nuisibles ou, au contraire, de les favoriser en vue de certaines applications conçues spécialement. Cette préoccupation a été à la base d'un grand nombre de réalisations techniques très importantes, parmi lesquelles sont à citer tout particulièrement les triodes à distance et courant critiques, les pentodes, les tétrodes à faisceaux dirigés. Ces systèmes visent à réduire les effets nuisibles de l'émission secondaire en lui opposant un champ électrique antagoniste créé par une électrode spéciale ou par une charge d'espace due au courant primaire. Les applications dans lesquelles l'émission secondaire joue un rôle favorable doivent chercher à éviter les effets inhibiteurs des champs antagonistes, ou à traduire en flux secondaires utiles les énergies prélevées aux signaux. A ces principes obéissent des systèmes tels que les lampes à émission secondaire, les multiplicateurs à étages multiples, les multiplicateurs dynamiques et, parmi les réalisations plus récentes, les magnétrons à cathode secondaire et certaines formes nouvelles de tubes à modulation de vitesse ([1]).

Si les solutions ainsi données à des problèmes spéciaux de structure ouvrent la voie à l'accomplissement de nouveaux progrès, ceux-ci restent toujours subordonnés à l'utilisation de matériaux doués de propriétés émissives convenables. L'étude des propriétés des métaux habituellement employés dans la construction des tubes à vide a été poussée au point d'obtenir des résultats maintenant irréprochables et s'est montrée d'une grande utilité au stade des applications. Une extension considérable du champ des expériences nécessaires a été toutefois imposée par la recherche de pouvoirs émissifs particulièrement réduits ou, au contraire, très élevés, par l'existence d'une multiplicité de facteurs de structure, par la sensibilité extrême des propriétés émissives à l'action, même infime ou très lente, de nombreux agents physiques et chimiques. Finalement, il n'est guère d'investigation expérimentale ou théorique qui n'ait conduit à un résultat susceptible d'être utilisé d'une manière profitable dans les réalisations techniques, et la connaissance approfondie des lois des phénomènes d'émission secondaire constitue ainsi le prélude indispensable aux applications les plus diverses.

L'exposé qui va suivre prend en considération cette exigence et tente de faire le point des résultats acquis jusqu'à présent dans les divers domaines d'investigation. Leur description détaillée dépasserait très largement le cadre d'un article, aussi est-il nécessaire, pour la plupart d'entre eux, de se reporter à des publications antérieures parmi lesquelles sont à consulter notamment celles de Kollath [1], Warnecke [2], Bruining [3] et Harries [4]. D'autre part, un certain nombre de recherches récentes tendent à marquer l'évolution des connaissances vers une compréhension plus générale des phénomènes. Ce sont les éléments de cette évolution qu'il a paru utile de chercher à souligner dès maintenant, en examinant plus particulièrement les résultats capables d'apporter une contribution nouvelle à la représentation améliorée de l'ensemble des faits expérimentaux ([1]).

([1]) Il n'est pas possible d'entrer ici dans le détail de ces problèmes; les travaux suivants peuvent être consultés à ce sujet :

Sur l'émission secondaire dans les tubes conventionnels : J. H. O. Harries, *Wireless Eng.*, 13, 1936, p. 190-199 (The anode to accelerating space in thermionic valves); R. Warnecke, *R. G. E.*, 42, 1937, p. 33-34 (Le phénomène physique d'émission secondaire et son influence sur les caractéristiques statiques des triodes); J. L. Jonker, *Wireless Eng.*, 16, 1939, p. 344-349 (Pentode and tetrode output valves); R. Warnecke, *R. G. E.*, 46, 1939, p. 527-539 (Considérations générales sur les tubes pentodes pour émetteurs radioélectriques).

Sur les applications spéciales de l'émission secondaire : V. K. Zworykin et J. A. Rajchman, *P. I. R. E.*, 27, 1939, p. 558-566 (The electrostatic electron multiplier); V. K. Zworykin, G. A. Morton et L. Malter, *P. I. R. E.*, 24, 1936, p. 351-375 (The secondary emission multiplier); B. J. Thomson, *P. I. R. E.*, 29, 1941, p. 583-587 (Voltage-controlled electron multipliers); L. Malter, *P. I. R. E.*, 29, 1941, p. 587-598 (The behaviour of electrostatic electron multipliers as a function of frequency); J. L. Jonker et A. J. v. Overbeek, *Wireless Eng.*, 15, 1938, p. 150-156 (The application of secondary emission in amplifying valves); H. M. Wagner et W. R. Ferris, *P. I. R. E.*, 29, 1941, p. 598-602 (The orbital — beam secondary-electron multiplier for U. H. F. amplification); E. Brüche et A. Recknagel, *Elektronengeräte, Prinzipien u. Systematik*, 1 vol., p. 352-358 (J. Springer édit., Berlin, 1941); M. A. Pomerantz, *P. I. R. E.*, 1946, p. 903-910 (Magnetron. cathodes).

Sur les applications nouvelles aux tubes à modulation de vitesse : R. Warnecke, *Bull. S. F. E.*, 7, 1947, p. 85-88 (Réalisations modernes et conceptions récentes de tubes électroniques).

([1]) La bibliographie jointe à cet article ne comporte que les références aux travaux cités dans le texte. Elle ne vise donc pas à être complète, mais à indiquer surtout les documents qui peuvent être consultés pour une étude plus approfondie.

II. Nature et manifestation de l'émision secondaire.

Origine du phénomène. — L'émission secondaire est la résultante complexe des mécanismes d'échange d'énergie entre la matière et le rayonnement électronique. Bien que le fait physique fondamental ne soit pas limité au cas des substances solides, il est très difficile de rassembler, en des lois absolument générales, les observations relatives aux différents états de la matière. Cette difficulté tient surtout à la multiplicité et aux particularités du déroulement des mécanismes. Elle se traduit par les dénominations différentes données suivant les cas. Alors que pour les gaz et les vapeurs on emploie, en général, le terme : ionisation, l'expression : émission secondaire est surtout réservée au cas des substances solides, qui est d'ailleurs le mieux étudié en raison de leur intérêt technique et des facilités expérimentales.

Quel que soit l'état physique de la substance, c'est l'ionisation des orbites extérieures des atomes qui constitue l'origine principale du rayonnement secondaire. A cet effet, peuvent s'en ajouter d'autres dont la contribution relative est très variable. Telles sont la réflexion, la rediffusion et la diffraction d'électrons primaires, l'ionisation d'orbites d'énergie supérieure, l'excitation par effet photoélectrique interne, la libération d'électrons tertiaires par des secondaires d'énergie suffisamment élevée. Certains de ces effets sont mal connus ou même seulement hypothétiques.

L'émission secondaire apparaît ainsi comme un phénomène extrêmement complexe qui, finalement, ne peut être caractérisé le plus souvent que par sa manifestation extérieure globale. Malgré cette complexité, il s'agit, néanmoins, d'un fait physique défini, qui révèle à ce titre des lois générales dont les ordres de grandeur — bien que rarement soutenus par une interprétation théorique rigoureuse — sont cependant caractéristiques des substances.

Extériorisation de l'émission secondaire. — Manifestation extérieure de phénomènes internes, l'émission secondaire doit être dégagée le plus possible de toutes conditions étrangères susceptibles de modifier son aspect caractéristique. C'est aux méthodes de mesure qu'il appartient d'accomplir cette discrimination et aux applications techniques d'en tirer le meilleur parti.

Les électrons secondaires étant émis pour la plupart avec une faible vitesse initiale, tout champ électrique existant au voisinage de la surface est capable de jouer un rôle notable. Ainsi un champ retardateur s'oppose à l'émission, les secondaires retournant à la substance après un court trajet extérieur. Un champ accélérateur peut laisser subsister des effets de charge d'espace si son intensité est insuffisante, ou s'il est trop intense, favoriser, au contraire, la sortie d'un nombre accru d'électrons, notamment si la surface est rugueuse ou mauvaise conductrice. Il est clair que lors des mesures le seul moyen d'éviter des influences de cette nature consiste à utiliser des courants primaires extrêmement faibles et à imposer un champ extérieur quasi nul. Les méthodes de détermination des facteurs caractéristiques tentent de se rapprocher le plus possible de ces conditions, que, dans la suite, on supposera toujours réalisées.

Il est nécessaire de préciser, d'autre part, que dans le cas le plus fréquent des corps conducteurs les résultats sont généralement obtenus pour des émetteurs à potentiel défini. La valeur du potentiel fixe la vitesse d'impact du faisceau primaire, dont dépend pour une substance donnée la valeur du rendement secondaire δ. Selon la valeur de δ, l'intensité et le sens du courant déterminé dans le conducteur reliant la substance à la source sont susceptibles de variations. Par exemple, le courant s'inverse en passant par la valeur zéro lorsque δ franchit la valeur $\delta = 1$. Si δ devient supérieur à 2, l'intensité du courant extérieur dépasse en valeur absolue celle du courant primaire excitateur.

Émission des substances isolées. — Lorsque $\delta = 1$, le phénomène se produit sans échange de charges avec la source à potentiel fixe et correspond à un équilibre qui se maintient si l'on interrompt, à ce moment, la connexion avec la source. Cet équilibre est celui des substances isolées.

Si l'on isole un émetteur après l'avoir préalablement porté à un potentiel pour lequel δ serait différent de 1, le bombardement électronique tend à modifier le potentiel jusqu'à la réalisation de l'équilibre précédent, ou en cas d'impossibilité jusqu'à l'annulation de la vitesse d'impact primaire. Ce mécanisme, d'après lequel se fixe par le jeu de l'émission secondaire le potentiel d'une électrode isolée soumise au bombardement électronique, intervient dans des cas réels très courants. Tel est le cas du bombardement de l'enveloppe en verre des tubes à vide ou des isolants servant à l'assemblage des électrodes. D'importantes perturbations peuvent ainsi être créées dans la distribution des champs électriques et la répartition des courants électroniques. C'est encore le cas des dépôts fluorescents sur verre, dont la brillance ne peut plus être accrue

proportionnellement à la tension d'anode lorsque celle-ci devient supérieure à quelques kilovolts.

Émission de champ. — Un autre aspect remarquable de l'émission des substances isolées caractérise le phénomène dit d' « émission secondaire anormale par champ de surface » (effet Malter). Cet effet peut se produire lorsqu'un dépôt ténu d'une substance à δ élevé est séparé du support conducteur à potentiel défini par une mince couche diélectrique. Lors du bombardement, des charges positives s'accumulent dans le dépôt superficiel et créent, à travers l'isolant, un champ électrostatique intense, capable de provoquer une émission froide issue du métal de base ou de l'isolant lui-même. Cette émission contribue à neutraliser partiellement la charge positive, mais dans certaines conditions, il sort finalement un nombre d'électrons considérablement plus élevé que l'apport primaire. L'état d'équilibre est atteint lorsque l'accroissement instantané de la charge superficielle est exactement compensé par l'émission de champ ou lorsque interviennent des effets internes ou externes de limitation par charge d'espace. Pour des dépôts de césium sur minces couches d'alumine, Malter a ainsi observé des coefficients anormaux de l'ordre de plusieurs milliers [5].

La qualification d' « anormale » donnée à cette manifestation des phénomènes d'émission secondaire résulte des circonstances spéciales révélées par l'étude détaillée de l'effet. Ainsi sa grandeur varie considérablement avec l'intensité du faisceau primaire et avec le champ extérieur, selon une relation caractéristique de l'émission froide et non des propriétés habituelles de l'émission secondaire. Mais surtout, l'effet persiste lors même que cesse le bombardement primaire et décroît d'autant plus lentement que la constante de temps de décharge de la couche est plus élevée. Une inertie analogue se produit également à l'établissement du phénomène.

C'est d'après ces derniers caractères que l'effet échappe le plus visiblement à la définition de l'émission secondaire normale, qui implique non seulement la proportionnalité mais encore la simultanéité du bombardement primaire et de ses effets. La durée d'émission normale a échappé jusqu'à présent à toute observation directe et est généralement estimée inférieure à 10^{-9} s. Dans l'effet Malter, l'inertie constatée peut parfois se chiffrer en heures et son évolution même interdit de le considérer comme une émission retardée. En définitive, l'effet en question consiste principalement en une émission de champ dont l'émission secondaire n'est que l'agent excitateur.

On doit remarquer toutefois que ce sont les ordres de grandeur anormaux de l'inertie et du coefficient de multiplication qui exigent cette distinction. Or l'étude de l'effet révèle que ces facteurs évoluent simultanément et dans le même sens selon les propriétés de la substance, de sorte qu'il est possible de concevoir une émission de champ à la fois peu intense et de faible inertie. Il suffirait, par exemple, d'une diminution de l'épaisseur et de la résistivité de la couche isolante. Si l'on obtenait ainsi que l'inertie échappe à la mesure et que le courant secondaire demeure proportionnel au courant primaire, il deviendrait possible de considérer l'émission de champ comme un mécanisme supplémentaire normal s'ajoutant à ceux précédemment cités. La question a été posée sous cet angle par certains physiciens, à propos de substances complexes dont les propriétés émissives élevées sont habituellement considérées comme normales et utilisées comme telles dans les applications. Elle est donc d'importance et la valeur d'une telle hypothèse sera examinée en détail dans un chapitre ultérieur (Chap. VII).

III. **Composition du rayonnement secondaire des métaux.**

D'après ce qui précède, on conçoit que c'est l'étude des métaux purs à potentiel défini qui forme la base des connaissances sur les phénomènes normaux d'émission secondaire. Parmi les diverses caractéristiques mesurables, la répartition énergétique du rayonnement secondaire est celle qui permet le mieux d'en discerner les diverses origines. Les méthodes employées à ce sujet sont basées sur la sélection des vitesses d'émission; on en trouvera la description dans un travail de Kollath [6]. Les résultats obtenus permettent, en général, de distinguer, d'après l'aspect de la courbe de distribution des énergies secondaires, trois groupes d'électrons correspondant à des mécanismes fondamentaux.

Réflexion élastique. — Un premier groupe d'électrons, dont l'énergie est égale à l'énergie primaire, se manifeste par une pointe aiguë à l'extrémité droite du spectre (*fig.* 1). Il s'agit, de toute évidence, d'électrons primaires réfléchis sans cession d'énergie à la substance. Pour une énergie primaire de quelques électrons-volts, ce groupe seul existe. A énergie primaire croissante, son intensité doit décroître selon la loi de Rutherford, qui a été vérifiée dans quelques cas isolés. Cette intensité est d'ailleurs faible et devient accessoire dans la zone des énergies usuelles (50 à 1000 eV par exemple) et au delà.

Par des études de la structure fine du spectre dans cette région et surtout avec de faibles énergies primaires, une suite de maxima plus ou moins prononcés peut être décelée au voisinage de la pointe précédente [7], [8]. La distance entre ces maxima est indépendante de la valeur de l'énergie primaire; les pertes d'énergie qui y correspondent doivent donc être en relation directe avec le processus quantique d'absorption dans la substance. Plus récemment, Ruthemann [9] a observé de semblables discontinuités dans le spectre énergétique d'un faisceau primaire après traversée d'une mince couche d'aluminium, et établi que les pertes d'énergie correspondent effectivement aux potentiels d'ionisation de ce métal.

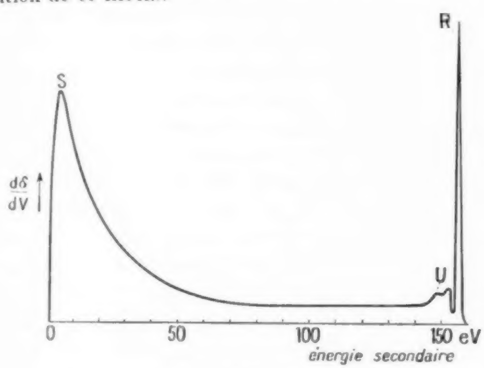


Fig. 1. — Spectre énergétique secondaire de l'argent $eV_{primaire} = 160$ (d'après Rudberg [8]).

Ainsi le rayonnement secondaire comporte une faible proportion d'électrons primaires ayant subi une grande déviation unique, accompagnée d'un très petit nombre de chocs absorbants correspondant à la cession de quantités discrètes d'énergie. Le nombre de ces électrons est d'autant plus réduit que le faisceau primaire pénètre plus profondément dans la substance, c'est-à-dire qu'augmente le nombre des chocs subis en moyenne par un électron incident.

Ionisation. — A l'autre extrémité du spectre apparaît un deuxième groupe d'électrons secondaires, caractérisé par une répartition semblable à une distribution de Maxwell et dont l'énergie la plus probable est de l'ordre de quelques électrons-volts. Cette composante n'existe qu'aux énergies primaires supérieures à un certain seuil, variable avec la substance, mais généralement voisin de 10 eV. Son intensité croît avec la vitesse primaire, passe par un maximum, puis décroît continuellement. Aux énergies usuelles, elle constitue la plus grande part du rayonnement secondaire.

Il s'agit là d'électrons arrachés aux atomes par le rayonnement excitateur. Leur faible énergie moyenne indique qu'ils proviennent des niveaux périphériques des atomes. Leur nombre, souvent supérieur à celui des primaires, résulte d'un compromis entre le pouvoir ionisant du rayonnement incident et la profondeur à laquelle il s'exerce, en raison de l'absorption secondaire. Mais c'est surtout l'existence des valeurs discrètes de l'énergie échangée qui permet d'attribuer avec certitude à l'ionisation la libération de ces électrons.

De telles valeurs ont déjà été observées dans le spectre de freinage du faisceau primaire, mais seulement pour des chocs à très faible probabilité. C'est donc plutôt de la structure fine du spectre énergétique des électrons lents que l'on peut espérer des renseignements vraiment caractéristiques. Quelques mesures ont été effectuées dans cette voie. Ainsi Haworth [10] a déterminé, pour le molybdène, les maxima relatifs suivants : 3, 11, 24, 36 eV. Kollath [11] a confirmé ces résultats et trouvé, pour le béryllium, 3, 6,3, 12, 19 eV; pour l'argent, 3, 16,2 eV. Bien que l'interprétation théorique en ait été peu poussée, la répartition de ces valeurs suggère une comparaison avec les différents niveaux d'énergie des atomes. Par contre, le maximum à très basse énergie, situé vers 3 eV, est commun à la plupart des métaux et semble, de ce fait, lié davantage à la sortie des électrons secondaires qu'au processus même d'ionisation.

La structure fine des courbes représentant la variation du rendement δ avec l'énergie primaire a révélé également, dans de nombreuses expériences, des singularités : maxima aigus et discontinuités, dont l'interprétation a été recherchée notamment par Warnecke [12]. Si les maxima aigus constatés entre 5 et 20 eV sont vraisemblablement dus à des effets de diffraction du rayonnement incident, les valeurs de l'énergie primaire correspondant aux variations brusques de δ ont été rapprochées de celles observées ou calculées pour les énergies critiques d'excitation des niveaux atomiques N et L. L'ordre de grandeur et la répartition des valeurs expérimentales favorisent l'hypothèse d'une relation directe. Par ailleurs, l'intensité des variations constatées est, en général, d'autant plus faible que l'énergie est plus élevée. Ceci montre que la probabilité d'émission d'électrons secondaires vrais est limitée soit par la faible probabilité d'excitation des niveaux internes, soit par des chocs ultérieurs subis par les secondaires les plus rapides lors de leur trajet vers la surface libre.

Rediffusion. — Entre les deux précédents groupes localisés dans les parties extrêmes du spectre secon-

daire, on constate la présence d'électrons de vitesses très diverses, à première vue assez régulièrement réparties. Le nombre de ces électrons est relativement peu important aux énergies primaires usuelles, mais croît continuellement dans cette région et au delà, de sorte que leur contribution au rayonnement secondaire total atteint une proportion toujours plus élevée, par exemple 75 % dans le cas des métaux lourds vers 20 000 eV. Si l'on rapporte cette composante non pas au rayonnement secondaire, mais au nombre des électrons primaires incidents, la fraction obtenue — parfois appelée coefficient de rediffusion — tend à devenir constante à haute énergie et caractéristique du métal bombardé [13], [14]. La constante est très petite pour les métaux légers et tend vers 0,5 pour les métaux lourds. En même temps, l'énergie de ces électrons tend vers une distribution statistique [15], caractérisée notamment par une répartition largement étalée autour d'un maximum dont la position est fonction de l'énergie primaire et de la nature de la substance. En moyenne, chaque électron possède encore les 4/5[e] environ de l'énergie primaire.

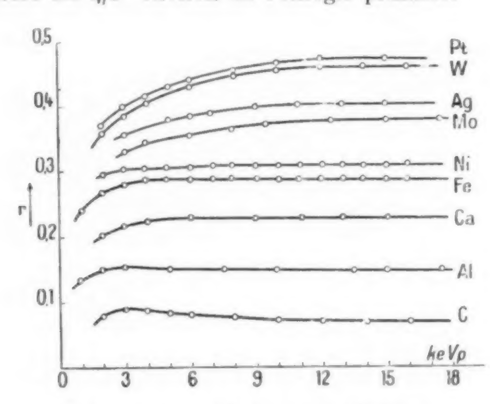


Fig. 2. — Coefficient de rediffusion en fonction de l'énergie primaire (d'après Palluel [14]).

D'après ces caractères, il s'agit vraisemblablement d'électrons primaires dispersés vers l'arrière — ou rediffusés — après un trajet absorbant dans la substance. La tendance vers une saturation à énergie primaire croissante et l'insensibilité aux effets de contamination superficielle montrent que l'on a bien affaire à un phénomène réparti dans toute la masse et non plus localisé aux couches voisines de la surface. Enfin, l'interprétation de la loi de variation du coefficient de rediffusion avec le numéro atomique est en accord satisfaisant avec les résultats qui peuvent être déduits des lois de la diffusion avec absorption [16].

Une seconde interprétation consisterait à supposer que ces électrons sont des secondaires vrais dus à l'ionisation des niveaux internes de l'atome. Une telle possibilité apparaît dans les expériences précédemment citées de Ruthemann, qui a constaté, dans la distribution énergétique du faisceau primaire après traversée d'une mince couche d'aluminium, une étroite bande d'absorption correspondant à l'excitation du niveau K du métal. Il ne s'agit cependant que d'une probabilité très faible, observée à la faveur d'une épaisseur très réduite. Pour un métal massif, le nombre des secondaires doués de cette énergie devrait décroître continuellement à énergie primaire croissante, d'après les constatations indiquées dans le paragraphe précédent. En outre, pour une énergie voisine de l'énergie critique d'excitation, il devrait apparaître une discontinuité aussi bien dans le spectre secondaire que dans la valeur de δ. Schonland [13] a vainement cherché à discerner une discontinuité de ce genre et estime, par conséquent, que l'ampleur du phénomène est inférieure à la limite de précision des mesures.

En résumé, l'étude des composantes du rayonnement secondaire d'après leur énergie est capable de caractériser leur importance relative et de fournir des données indispensables à la vérification d'évaluations théoriques éventuelles. Cependant, les résultats précédents ne constituent qu'une faible partie de ce qu'il conviendrait de mesurer dans ce but, de sorte que la connaissance approfondie des mécanismes est loin d'être acquise. En dehors des difficultés expérimentales, on se heurte surtout à l'impossibilité fréquente de séparer les facteurs liés à l'arrangement des atomes de ceux dépendant de leur structure même, et de distinguer les phénomènes affectant la cession d'énergie primaire de ceux qui déterminent l'absorption secondaire. Il est certain que l'emploi de couches très minces ou de monocristaux est de nature à faciliter l'élimination d'un certain nombre de ces facteurs, ou tout au moins leur compréhension. Quelques résultats mentionnés au Chapitre VI indiquent les services rendus par ces procédés dans le cas des substances isolantes cristallisées.

IV. **Coefficient d'émission secondaire des métaux.**

Le travail de recherche le plus complet dans le domaine de l'émission secondaire a été consacré aux propriétés émissives des métaux lourds et réfractaires, parmi lesquels se rangent ceux qui sont le plus couramment employés dans la construction

des tubes à vide. Les données auxquelles ont abouti un nombre considérable de travaux sont maintenant tout à fait concordantes et peuvent être regardées comme acquises avec le maximum de certitude permise par les procédés d'investigation. L'essentiel des résultats obtenus a été énoncé dans les travaux d'ensemble précédemment cités [1], [2], [3]. Il est intéressant de signaler que les études entreprises ont non seulement servi de bases à la première étude précise des lois du phénomène, mais ont aussi permis de définir les exigences relatives aux conditions de mesure et surtout de mettre en évidence les précautions qu'il importe d'observer pour éloigner de la surface toutes les contaminations susceptibles de constituer un obstacle à l'obtention du résultat vraiment caractéristique. A ce sujet, des recherches de Warnecke [17] ont fait ressortir, de façon frappante, l'extrême sévérité des traitements thermiques indispensables. En dehors des données correctes auxquelles ont permis d'aboutir de tels procédés, les enseignements qu'ils comportent sont d'un intérêt tout à fait général pour la connaissance des états de surface et de leur évolution, et en particulier pour la préparation et l'utilisation de toutes substances émissives — métalliques ou non — douées de propriétés stables.

Les propriétés émissives des métaux dans le domaine des énergies usuelles ont été maintes fois décrites et il n'en sera donné ici qu'un bref résumé. Elles peuvent être presque toutes expliquées qualitativement si l'on admet que le phénomène a son siège dans une mince épaisseur de matière. Ainsi, le rendement secondaire d'une substance varie considérablement avec la qualité de son état de surface et pour obtenir une valeur de δ caractéristique d'un métal donné, il est nécessaire de procéder à de multiples traitements propres à éliminer les contaminations superficielles. Ce fait tient aux circonstances mêmes de la libération des électrons secondaires : produits tout le long du parcours des électrons incidents dans la masse de l'émetteur, ils ne parviennent à la surface libre que s'ils sont émis suffisamment près de celle-ci en raison de l'absorption de leur énergie. Les premières couches traversées par le faisceau primaire apportent donc la contribution principale à l'effet total.

Ce même mécanisme rend compte de la forme générale de la variation de δ avec l'énergie primaire. A basse énergie, les couches susceptibles de contribuer à l'émission ne sont pas toutes atteintes et δ croît avec l'énergie. A énergie élevée, au contraire, l'énergie cédée par unité de longueur tend à devenir inversement proportionnelle à l'énergie et le nombre d'électrons secondaires libérés dans la couche efficace décroît continuellement. Le rendement δ présente donc un maximum dont la valeur et la position dépendent à la fois de la pénétration des électrons primaires, de leur pouvoir ionisant et de l'absorption des secondaires dans leur cheminement vers la surface libre.

Une incidence oblique du faisceau primaire accroît son trajet dans la couche efficace et favorise l'augmentation de δ. Il semblerait ainsi qu'une surface rugueuse offrant naturellement des incidences obliques dût donner une émission accrue. C'est, en réalité, le contraire qui se produit, sans doute parce que les électrons étant émis dans toutes les directions, une certaine fraction d'entre eux est interceptée par les aspérités voisines. Pour éviter des effets de cette nature lors de la mesure des rendements caractéristiques, on choisit en général le cas d'une incidence normale sur une surface lisse.

Valeurs du coefficient d'émission secondaire. — La plupart des mesures de δ ont eu pour objet de déterminer la variation quantitative des propriétés émissives en fonction de l'énergie primaire, notamment au voisinage du maximum du rendement, c'est-à-dire dans une bande d'énergie étendue entre 50 et 1000 eV environ. Des énergies inférieures se présentent rarement dans les cas pratiques. Quant au domaine des énergies supérieures, il a été peu exploré jusqu'à présent, mais son étude est, néanmoins, utile, étant donné l'emploi de plus en plus répandu des tubes à vide à tensions élevées.

L'énergie à laquelle survient le maximum se situe le plus souvent entre 300 et 600 eV. L'expérience n'a révélé aucune relation décisive entre la valeur de cette énergie et la nature du métal, certainement parce qu'on a affaire dans ce cas à la combinaison la plus complexe des facteurs déterminants. Bruining [3] a déduit d'évaluations théoriques la relation

$$eV_{max} = 0,92\sqrt{\frac{a}{\alpha}},$$

où a est le coefficient d'absorption de l'énergie primaire donné par la loi de Whiddington et α un facteur caractéristique de l'absorption des électrons secondaires. Si a est approximativement connu et paraît proportionnel à la densité de la substance, α reste indéterminé dans la plupart des cas. Sa valeur est connue par exemple pour le nickel et conduit à $eV_{max.} = 1\,420$, soit environ trois fois la valeur expérimentale. Selon Bruining, α serait probablement imposé par la configuration des orbites atomiques extérieures, mais la comparaison des valeurs de α

déduites de la position réelle du maximum ne permet pas de préciser davantage cette hypothèse.

La valeur de δ lors du maximum paraît, elle non plus, peu influencée par la nature du métal. Pour les métaux usuels, elle est généralement comprise entre 1,2 et 1,5. Les alcalino-terreux et les alcalins semblent constituer une exception à cette règle, mais le chapitre suivant montrera que leur cas est loin d'être éclairci.

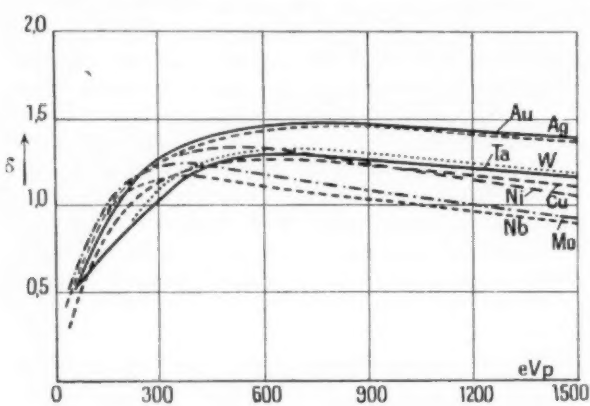


Fig. 3. — Coefficient d'émission secondaire de métaux à haut travail de sortie (d'après Warnecke [17]).

Comparées à celles de la plupart des autres substances, les valeurs de $\delta_{max.}$ qui viennent d'être indiquées sont faibles et correspondent d'ailleurs à un médiocre rendement énergétique de la transformation. Ce fait est expliqué généralement par la présence des électrons de conductibilité, capables d'absorber une quantité élevée d'énergie, qu'ils cèdent ensuite au réseau où elle se transforme en chaleur. Cette absorption s'exerce à la fois vis-à-vis des électrons primaires et des électrons secondaires, mais en raison de la faible énergie de ceux-ci leur freinage peut être prépondérant. Les conductibilités de différents métaux étant assez comparables, il est ainsi compréhensible que les pouvoirs émissifs ne montrent que des écarts peu importants.

Émission secondaire aux énergies élevées. — La diminution de δ au delà du maximum a donné lieu à quelques observations. Copeland [18] et Warnecke [2] ont noté que la décroissance du pouvoir émissif à énergie primaire croissante est d'autant moins prononcée que le numéro atomique du métal considéré est plus élevé. Il n'est pas exclus, d'autre part, que la pente de ces courbes de rendement manifeste alors une variation périodique avec le numéro atomique, ce qui contraste avec l'absence d'une telle relation pour les valeurs du rendement maximum.

L'explication de ces propriétés peut être recherchée dans le comportement particulier des substances aux énergies primaires élevées. La quantité d'énergie primaire cédée par unité de longueur tend à décroître et, par conséquent, la composante du rayonnement secondaire due à l'ionisation devient de moins en moins intense. Simultanément, la composante rediffusée devient de plus en plus importante relativement, puisque le coefficient de rediffusion r prend une valeur sensiblement constante. A la limite, r représente donc la valeur vers laquelle tend δ aux énergies les plus élevées. Il a été indiqué précédemment que le coefficient de rediffusion a une valeur caractéristique du métal et croît avec le numéro atomique. Ceci explique suffisamment la tendance de δ à diminuer de moins en moins fortement à mesure que le métal considéré est plus lourd.

Des résultats plus complets sont subordonnés à la conduite de mesures systématiques de δ et de r à haute énergie. Des études de cette nature manquent encore. D'après une évaluation théorique de Bruining [3], que l'on peut comprendre intuitivement à partir de la notion de couche efficace, la quantité d'énergie primaire prenant part au rayonnement secondaire diminue lorsque l'énergie augmente. D'après la loi de Whiddington, cette quantité est inversement proportionnelle à la valeur de l'énergie initiale. Il faut ainsi s'attendre à une variation du coefficient d'émission secondaire proportionnelle à $\frac{1}{V}$, V étant la vitesse du faisceau primaire incident exprimée en volts. Toutefois, il ne s'agit pas là de δ, mais seulement de la composante due à l'ionisation que l'on peut approximativement définir par $\delta - r$. Il est effectivement constaté que la variation de $\delta - r$ se rapproche étroitement de la relation précédente si l'énergie primaire est suffisamment élevée ([1]); on observe, en même temps, que les valeurs du coefficient ainsi défini sont beaucoup moins différentes les unes des autres que les valeurs correspondantes de δ. Il est ainsi permis d'espérer que l'étude soignée des composantes secondaires pour des valeurs élevées de l'énergie primaire est à même de fournir des renseignements précieux sur les relations du pouvoir émissif avec les autres facteurs caractéristiques des métaux : électropositivité, numéro atomique et travail de sortie.

Relation avec le travail de sortie. — Aux énergies usuelles, les faibles écarts observés entre les pou-

([1]) Une étude sur cette question sera publiée ultérieurement.

voirs émissifs des différents métaux contrastent singulièrement avec les propriétés manifestées par ces métaux dans d'autres phénomènes d'émission électronique. Dans l'effet photoélectrique, par exemple, l'émission ne se produit que si la fréquence du rayonnement excitateur est supérieure à une valeur limite caractéristique pour chaque métal et proportionnelle au travail de sortie, c'est-à-dire à l'énergie qui doit être communiquée aux électrons pour qu'ils puissent franchir la discontinuité métal-vide. Il en résulte des écarts considérables entre les propriétés photoélectriques de métaux différents. Dans l'émission thermoionique, l'action de la température consiste en un accroissement de l'énergie moyenne des électrons libres du métal et en une augmentation du nombre de ceux qui sont capables de franchir la discontinuité. Le courant thermoionique varie alors avec le travail de sortie et la température selon une loi exponentielle.

En émission secondaire, la variation du rendement maximum avec la nature du métal est non seulement petite, mais encore sans relation nette avec le travail de sortie. Il faut remarquer à ce sujet que, lors du maximum, la valeur de l'énergie primaire lui est très supérieure; c'est seulement aux très basses énergies primaires que l'émission secondaire présente un seuil et que le parallélisme attendu semble devoir se manifester. Aux énergies usuelles, la valeur de δ est liée surtout, comme on l'a vu, à la pénétration primaire et à l'absorption secondaire; l'indépendance constatée entre δ et le travail de sortie est à attribuer au fait que le nombre des électrons secondaires libérés dépend davantage de leur trajet vers la surface que de son franchissement. D'après la valeur moyenne de l'énergie secondaire, on peut estimer, en effet, que les électrons secondaires se présentent à la discontinuité métal-vide avec une énergie suffisamment élevée pour que l'influence du travail de sortie soit peu caractéristique. Il en est de même vis-à-vis de l'effet de la température qui, dans les limites habituelles, ne peut communiquer aux électrons secondaires qu'un accroissement d'énergie infime devant leur énergie propre.

L'influence du travail de sortie peut cependant être démontrée en formant, sur un métal pur, une couche très mince d'un autre métal. Par exemple, un film monomoléculaire d'un élément électropositif sur un métal à haut travail de sortie abaisse considérablement l'énergie nécessaire au franchissement de la surface. Pour un dépôt aussi mince, la pénétration primaire et l'excitation du métal de base sont peu modifiées, de sorte qu'un même nombre d'électrons secondaires dans le même état énergétique se présentent à la discontinuité métal-vide, où l'influence du moindre travail de sortie se traduit alors par un accroissement du pouvoir émissif. Cet effet a été constaté notamment pour des dépôts de baryum sur molybdène [19], [20], de béryllium sur tantale et sur nickel [21], et dans un grand nombre de cas de contamination superficielle. L'accroissement observé n'est pas considérable, en raison de l'énergie résiduelle secondaire, mais il est cependant établi que la plus grande valeur de δ correspond à la formation d'un dépôt à travail de sortie minimum.

V. Émission secondaire des métaux alcalins et alcalino-terreux.

On a noté précédemment que si les métaux usuels — et l'on entend surtout par là ceux qui sont généralement l'objet d'applications techniques — manifestent des propriétés émissives à peu près identiques, il paraît nécessaire de faire une distinction pour les métaux alcalins et alcalino-terreux. Ces métaux présentent, en effet, un pouvoir émissif nettement différent des précédents et, de plus, variable selon certaines conditions. L'ampleur des divergences constatées a incité plusieurs auteurs à entreprendre à leur sujet une étude plus poussée.

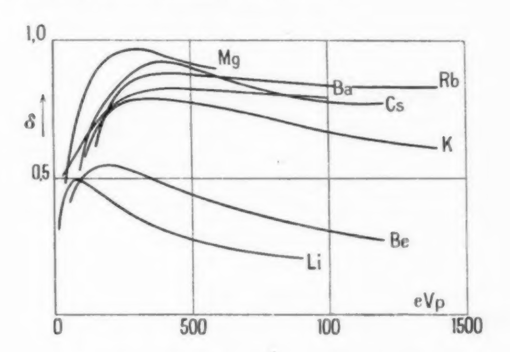


Fig. 4. — Coefficient d'émission secondaire. de métaux alcalins et alcalino-terreux (d'après Bruining [3]).

D'après les résultats les plus anciens, les rendements secondaires des alcalino-terreux seraient trois à quatre fois plus élevés que ceux des métaux usuels. Cette propriété peut résulter du travail de sortie beaucoup plus faible, mais aussi de l'inévitable contamination superficielle de ces métaux très oxydables. Effectivement, les valeurs anciennes trouvées pour le rendement semblent concorder avec celles obtenues dans le cas des oxydes. La contamination peut être évitée en formant des dépôts métalliques par vaporisation dans le vide; des

valeurs de δ très différentes sont alors observées, généralement comprises entre 0,5 et 1. Des rendements identiques ont été mesurés pour les alcalins, qui ne peuvent être obtenus autrement dans un état de pureté convenable.

Admettant que les valeurs ainsi constatées caractérisent le pouvoir émissif véritable de ces éléments, Bruining [3] est conduit à distinguer les métaux en deux classes : ceux dont le travail de sortie est élevé ont un rendement secondaire maximum compris entre 1,2 et 1,5, tandis que les métaux fortement électropositifs possèdent un rendement inférieur à 1. Cette hypothèse semble aller à l'encontre des constatations précédentes relatives à l'influence, même très atténuée, du travail de sortie. Mais il paraît utile de souligner, à ce sujet, que le moindre travail de sortie des métaux électropositifs va de pair avec d'autres propriétés décisives quant au rendement secondaire. En dehors du moindre travail de sortie superficiel, les faibles valeurs des potentiels d'ionisation sont également favorables à l'obtention d'un rendement accru. Par contre, la pénétration primaire est plus profonde et l'absorption de l'énergie secondaire est facilitée par le bas niveau énergétique des orbites extérieures des atomes. L'hypothèse de Bruining revient, en définitive, à supposer que dans le cas des métaux en question, ce sont ces derniers facteurs qui deviennent prépondérants.

Émission secondaire du béryllium. — Une autre explication a cependant été proposée, d'après laquelle les divergences constatées entre les deux séries de valeurs du rendement pourraient être dues à l'état physique différent des couches massives et des couches vaporisées. Non seulement la rugosité superficielle, mais aussi la porosité et l'état de cristallisation des métaux essayés sont susceptibles de modifier le pouvoir émissif, et des différences de cette nature peuvent être invoquées à propos de l'état physique de couches émissives préparées par des voies diverses. Un certain nombre de travaux relatifs au béryllium ont envisagé le problème sous cet angle. Ce métal manifeste une activité chimique modérée et possède un point de fusion élevé, deux caractères qui permettent de limiter les contaminations et de procéder à des traitements thermiques étendus.

Kollath [22] indique que le rendement maximum d'une couche vaporisée de béryllium augmente de 0,5 à 4 par chauffage à 700° C dans le vide. Ce processus peut être répété dans une même expérience en alternant à plusieurs reprises les opérations de vaporisation et de chauffage. Schneider [23] obtient un résultat similaire, mais la valeur maximum atteinte est 1,6 seulement. Cette valeur représenterait l'émission secondaire véritable du béryllium.

Warnecke et Lortie [24] ont observé, par chauffage prolongé à 800° C de dépôts de béryllium sur tantale, un accroissement de rendement depuis 0,6 jusqu'à 2,2, mais ils ont noté, d'autre part, une différence importante entre les valeurs du rendement mesurées à chaud et à froid, le rendement à froid étant intermédiaire entre les valeurs précédentes. D'après la rapidité des variations de δ lors du chauffage et du refroidissement, on peut penser que le passage d'une valeur à l'autre est en rapport direct avec l'établissement de l'équilibre thermique. Ces auteurs ont également montré que l'aspect des phénomènes dépend dans une grande mesure de la nature du support, mais aussi des circonstances de formation du dépôt, sans que l'influence de ces facteurs puisse être exactement formulée. Il est acquis, toutefois, que le traitement thermique de couches de béryllium vaporisées sous vide modifie leur pouvoir émissif dans le sens d'un accroissement, partiellement instantané et partiellement durable. L'accroissement instantané pourrait être dû, soit à une transformation thermique, soit à l'évolution sous l'action de la chaleur de l'adsorption des gaz résiduels par la surface libre du métal, comme cela se produit notamment avec des émetteurs thermoioniques fonctionnant aux températures de cet ordre. Quant à l'accroissement durable, il serait à attribuer à une modification irréversible de la structure physique sous l'action de la température.

On remarquera que l'évolution probable de la structure physique doit être un regroupement ou une régularisation du réseau cristallin et que cette circonstance peut provoquer l'accroissement du pouvoir émissif. Par exemple, des mesures de Bruining [25] ont montré que le faible coefficient d'émission secondaire d'une couche de nickel réduit augmente par frittage, c'est-à-dire par un traitement thermique susceptible de provoquer l'agglomération cristalline. Le changement d'aspect observé lors du chauffage des dépôts de béryllium peut être dû à une modification de ce genre. D'autre part, Suhrmann et Kundt [26] ont noté que le passage par chauffage de l'état désordonné à l'état cristallin ordonné correspond à des variations des propriétés émissives et notamment à une diminution de l'absorption secondaire. Ces variations, peu intenses pour des métaux comme l'argent et l'or, sont très nettement observées dans le cas du béryllium.

Néanmoins, Bruining estime que le chauffage poussé d'un métal aussi actif que le béryllium risque

de provoquer l'intervention de facteurs nuisibles tels que l'oxydation superficielle par les gaz résiduels ou la diffusion d'impuretés contenues dans le support. Du fait de leurs divergences, les résultats obtenus par traitement thermique n'apportent ni la preuve d'une différence réelle entre les propriétés du métal massif et d'une couche vaporisée, ni une valeur nouvelle caractéristique de l'émission vraie du béryllium. Dans de nouvelles expériences [27], cet auteur a montré que l'émission secondaire d'une plaque d'aluminium dont l'oxydation superficielle est préalablement éloignée par pulvérisation cathodique en atmosphère neutre est à peu près identique à celle d'une couche vaporisée de ce métal. Le même traitement appliqué au béryllium massif produit également un abaissement notable de δ_{max}. Toutefois, la valeur finale obtenue est de l'ordre de 1,2, donc du même ordre que celle des métaux usuels, mais encore double de celle des couches sublimées. Bruining attribue cette dernière divergence à l'insuffisance de la désoxydation, mais il serait possible également que le traitement effectué ait délivré une couche rugueuse à rendement inférieur au rendement véritable.

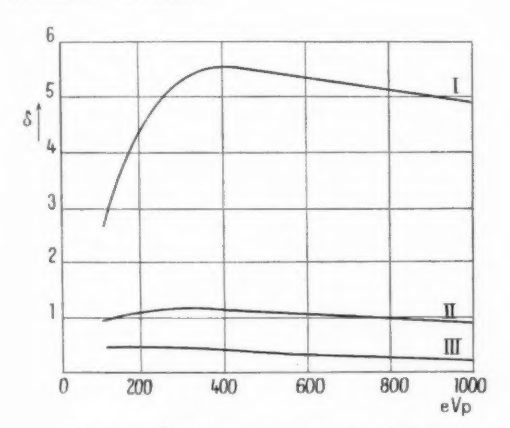


Fig. 5. — Émission secondaire du béryllium.

I, métal massif recouvert d'oxyde; II, métal massif après désoxydation; III, couche vaporisée sous vide. (D'après Bruining [27].)

On ne peut manquer de signaler encore l'opinion de Khlebnikoff [28], formulée d'après des résultats concernant l'influence de gaz divers tels que l'oxygène, l'hydrogène et l'hélium sur l'émission secondaire du béryllium vaporisé. Il est frappant de constater, par exemple, que les effets de l'oxygène et de l'hydrogène sont très semblables, malgré la différence entre leurs activités chimiques. Selon Khlebnikoff, l'action essentielle des gaz provient moins de la formation de composés chimiques définis ou d'une adsorption superficielle modifiant le travail de sortie, que des conséquences de la dissolution des gaz dans la profondeur du métal. Celles-ci dépendent beaucoup de la nature du gaz dissous, mais pourraient être fondamentalement de deux sortes, les atomes de gaz intervenant soit comme centres d'émission, soit pour modifier la conductibilité. Les raisonnements appuyant cette hypothèse sont qualitatifs et ne peuvent donc que difficilement être appliqués à trancher les contradictions précédentes. Mais il est à retenir que les deux caractères envisagés sont précisément parmi ceux qui ont été invoqués pour justifier les propriétés émissives de nombreuses substances, notamment des couches complexes.

Finalement, aucune conclusion vraiment convaincante ne se dégage de ces nombreuses expériences. On n'a pas réussi à trouver des résultats identiques quelle que soit la structure, non plus qu'à déterminer un rendement caractéristique du métal. Il est douteux que l'étude des autres métaux alcalino-terreux et alcalins puisse apporter des résultats plus sûrs que le béryllium, car ils sont plus sensibles aux contaminations et d'un emploi moins aisé. Par contre, il est vraisemblable que l'examen des structures par micrographie et diffraction électronique permettrait de recueillir des renseignements nouveaux et de préciser les hypothèses précédentes.

Un tel exemple montre bien la complexité des phénomènes émissifs et les difficultés de leur étude. Un tel déploiement expérimental au sujet de métaux ordinairement peu usuels pourrait même être jugé superflu. Mais, bien au contraire, ces métaux sont ceux qui, sous forme de composés, de couches complexes et d'alliages, ont permis d'obtenir les plus hauts rendements secondaires connus. Ils deviennent, de ce fait, d'un emploi de plus en plus général dans les applications et la connaissance de leurs propriétés émissives demeure d'une évidente utilité.

VI. Émission secondaire des composés métalliques.

Les recherches consacrées aux composés métalliques ont été bien moins nombreuses que celles relatives aux métaux. Si, d'une part, leur intérêt technique a été longtemps méconnu, d'autre part, leur étude est beaucoup plus délicate, car il s'agit de corps le plus souvent mauvais conducteurs et dans lesquels se manifestent des phénomènes encore mal expliqués. Lors des mesures, un certain nombre de précautions sont à observer, notamment afin de

maintenir la substance à un potentiel défini et d'éviter des effets de fatigue gênants. Il est, en particulier, nécessaire d'utiliser des courants primaires très petits et de travailler sur des couches suffisamment minces pour que leur résistance transversale reste faible, ou encore comme dans la méthode de Salow [29] de décharger continuellement la surface bombardée.

Considérés dans leur ensemble, les rendements observés diffèrent entre eux beaucoup plus que dans le cas des métaux purs, mais de telle manière que, d'après Bruining [3], on peut distinguer, là encore, deux groupes principaux. Dans le premier, caractérisé par un pouvoir émissif voisin de 1, figurent des composés de métaux à haut travail de sortie, tels que Ag_2O, Cu_2O, MoO_2, MoS_2. Il s'agit là de semi-conducteurs présentant à la température ambiante une conductibilité assez élevée pour que l'on puisse admettre que l'absorption de l'énergie secondaire par des chocs avec les électrons libres est comparable à celle qui se produit dans les métaux. Au second groupe appartiennent un grand nombre de composés des métaux électropositifs dont les pouvoirs émissifs, généralement supérieurs à 3, atteignent souvent des valeurs bien plus élevées, par exemple 7,5 pour KCl, 9,7 pour NaCl, et davantage encore au moyen de traitements activants. Cette distinction d'après l'électropositivité du métal de base paraît, *a priori*, plus légitime que celle, opposée, déjà formulée par le même auteur au sujet des métaux purs. Encore sa compréhension exige-t-elle une connaissance satisfaisante des mécanismes déterminants.

Les principaux enseignements en ce domaine ont été déduits de l'étude des halogénures alcalins, mais en dehors de travaux de Bruining-de Boër [30], de Maurer [31] et de Knoll-Hachenberg-Randmer [32], les recherches restent encore embryonnaires. D'après le dernier de ces travaux, consacré au chlorure de potassium, les particularités les plus notables des substances de ce genre sont les suivantes :

En premier lieu, si la variation de δ avec l'énergie primaire a qualitativement la même allure que pour les métaux, les ordres de grandeur sont très différents : avec KCl, un rendement maximum égal à 8 est atteint vers 1500 eV et décroît ensuite si lentement qu'à 10 kV le rendement est encore supérieur à 5. Ces caractères s'expliquent par une plus faible absorption des électrons secondaires dont le parcours paraît, d'après certaines expériences, comparable au parcours primaire. La notion d'épaisseur efficace est donc ici moins nette que dans le cas des métaux. Quant à la faible absorption secondaire, elle résulte de l'absence d'électrons de conductibilité et est due principalement au freinage par les oscillations du réseau.

La valeur du rendement est, d'autre part, influencée par la température. Ainsi, le meilleur rendement mesuré à froid est obtenu après un chauffage prolongé de la substance, vraisemblablement grâce à une régularisation du réseau cristallin favorable à une pénétration secondaire accrue. Le rendement à chaud est fonction de la température et, en gros, sa valeur est proportionnelle à $\frac{\lambda}{T^{n}_{abs.}}$. En même temps, l'énergie correspondant au maximum se déplace vers une valeur plus basse. L'action de la température consiste donc en un accroissement de l'absorption secondaire, déterminée encore par les oscillations du réseau, car l'augmentation de conductibilité reste trop faible pour exercer une influence importante.

Des valeurs caractéristiques du pouvoir émissif ne peuvent être obtenues qu'à très faible densité du courant primaire excitateur. A densité croissante, il se produit un effet de fatigue de plus en plus marqué, tandis qu'il apparaît une coloration de la couche. Cette coloration est obtenue également par irradiation ultraviolette (λ = 180 à 200 mμ) et correspond à la naissance d'une bande d'absorption vers 560 mμ. Elle est attribuée à l'ionisation durable de la substance et notamment à la formation d'atomes métalliques neutres dans le réseau. Vis-à-vis de l'émission secondaire, le rôle inhibiteur de ces « centres de couleur » est nettement établi. Ainsi le pouvoir émissif peut reprendre sa valeur initiale lorsqu'on fait disparaître la coloration, par exemple en chauffant la couche vers 350° C, ou encore en l'éclairant fortement au moyen d'une lumière visible. Dans ce dernier cas, on observe d'ailleurs une brusque diminution passagère du pouvoir émissif au moment de l'illumination : les centres de couleur se détruisent en donnant naissance à des électrons de conductibilité qui retournent ensuite à l'état lié dans le réseau (effet photoélectrique primaire interne). C'est cette conductibilité temporaire qui provoque la diminution passagère du pouvoir émissif.

En cas de fort bombardement primaire, le pouvoir émissif ne peut plus être restauré à sa valeur initiale par destruction des centres de couleur. D'après Bruining et de Boër [30], les atomes alcalins neutres liés aux centres de couleur se déplacent dans le réseau et forment des agglomérats colloïdaux à la surface du cristal, tandis que les ions chlore dont ils sont séparés émigrent vraisemblablement vers l'exté-

rieur. Une telle perturbation est évidemment irréversible, et la diminution permanente du rendement serait alors due à la conductibilité électronique des agglomérats métalliques.

Ainsi la formation d'atomes métalliques neutres paraît être responsable des effets de fatigue observés. Cependant, comme il a été indiqué au début de ce chapitre, des rendements très élevés peuvent être obtenus par certains traitements activants, qui consistent précisément à inclure, dans le réseau, des impuretés métalliques appropriées, généralement du césium [31]. Il y a donc une contradiction certaine entre le rôle favorable des atomes de césium et le rôle inhibiteur des centres de couleur. Cette différence fondamentale est encore très mal comprise. Peut-être y a-t-il lieu de faire un rapprochement avec la distinction, déjà formulée à propos des phénomènes luminescents, entre centres activants et centres désactivants [32]. Du point de vue de l'émission secondaire, deux voies encore peu explorées s'offrent à l'investigation : d'une part l'étude des modifications apportées aux niveaux d'énergie par l'absence de constituants normaux du réseau cristallin ou l'addition d'impuretés, d'autre part l'étude des propriétés structurales des semi-conducteurs. Les chapitres suivants montreront comment des investigations de ce genre ont pu être amorcées.

Une conclusion provisoire peut être néanmoins formulée d'après les résultats précédents : les propriétés émissives paraissent déterminées par un certain nombre de facteurs : état cristallin, température, ionisation interne, concentration des électrons de conductibilité, nature des irrégularités existant dans le réseau. Selon l'importance relative de ces divers facteurs, l'émission secondaire d'un composé tend vers celle des cristaux idéaux ou se rapproche, au contraire, de celle des métaux. Ainsi peuvent s'expliquer les grandes différences observées entre les pouvoirs émissifs de diverses substances. Il reste cependant à les interpréter quantitativement dans la totalité des cas.

VII. Émission secondaire des substances complexes.

On désigne sous le nom de substances complexes des émetteurs constitués de manière à offrir à la pénétration primaire une couche efficace composite, généralement douée d'un pouvoir émissif élevé. Les halogénures alcalins avec inclusion de césium, dont il a été question précédemment, entrent dans cette catégorie, mais dans les applications on a fait appel le plus souvent à des réalisations empiriques, dont l'exemple classique est celle des émetteurs argent-oxygène-césium. En dehors des recherches techniques, les couches complexes ont fait l'objet d'investigations expérimentales assez étendues qui offrent un grand intérêt puisqu'elles mettent en cause les mécanismes de la libération des électrons secondaires.

Couches argent-oxygène-césium. — Ces couches sont préparées en déposant par vaporisation du césium sur une surface d'argent préalablement oxydée. Le césium pénètre dans la couche, qu'il réduit à une température convenable, de sorte que la composition finale est la suivante : un dépôt mince de césium est formé sur une couche d'oxyde de césium dans laquelle sont emmagasinées des particules d'argent et de césium, le tout supporté par une électrode d'argent.

Des surfaces de ce type présentent à la fois une bonne sensibilité photoélectrique et un haut pouvoir émissif secondaire. Toutefois, la composition optima n'est pas la même pour les deux effets. On est maintenant d'accord pour attribuer la sensibilité photoélectrique à la concentration du film superficiel de césium, sans doute par création d'un travail de sortie minimum, tandis que le rendement secondaire élevé, dont l'optimum se situe vers $\delta_{max} = 10$, est surtout déterminé par la constitution de la couche sous-jacente.

Des investigations plus poussées ont réussi à montrer l'influence exercée par un certain nombre de facteurs. Ainsi la nature des métaux en présence et l'épaisseur de la couche d'oxyde jouent un rôle important [33], [34]. Les meilleurs résultats sont obtenus avec le césium et l'argent; l'épaisseur optima serait de l'ordre de 200 couches moléculaires. D'autre part, d'après Khlebnikoff et Korshunova [35], c'est la concentration du césium libre dans la couche qui détermine le rendement maximum et celle des particules d'argent la valeur de l'énergie primaire pour laquelle ce maximum se produit : une concentration plus élevée de ces métaux accroît le rendement et déplace le maximum vers une énergie supérieure.

D'après le résultat théorique de Bruining mentionné précédemment, ce déplacement du maximum correspondrait à une diminution du coefficient d'absorption secondaire α ou à une plus grande énergie cédée par unité de longueur. Cette conclusion ne paraît pas sans importance. Cependant, l'effort d'interprétation a surtout tendu à préciser l'influence de la concentration du césium sur la valeur du rendement maximum, et plus généralement à relier l'augmentation du pouvoir émissif à la présence de particules métalliques activantes. On se trouve ainsi en présence de deux hypothèses

différentes, d'après lesquelles l'accroissement de rendement serait dû soit à une conductibilité déterminée conférée à la couche par les atomes métalliques [3], soit à un mécanisme particulier déclenché par l'ionisation de ces atomes [36]. L'aspect théorique de telles hypothèses est assez important pour inviter, dès maintenant, à un examen détaillé des arguments invoqués.

Théorie classique de l'émission. — Le processus d'émission secondaire est le même pour toutes les substances : pénétration primaire, excitation du réseau, émission d'électrons secondaires avec absorption. Les différentes valeurs de δ dépendent de l'action de ces facteurs, variables d'une substance à l'autre. Ainsi le pouvoir émissif des métaux est faible parce que la haute concentration des électrons de conductibilité absorbe une fraction élevée des énergies primaire et secondaire. La cession d'énergie et l'absorption secondaire dépendent aussi de la disposition et de la continuité des bandes d'énergie.

Le comportement des composés métalliques se rapproche de celui des métaux ou au contraire des cristaux parfaits selon l'importance relative de certains facteurs, ainsi qu'on l'a vu au chapitre précédent. L'émission secondaire des cristaux peut être très élevée du fait de la régularité du réseau et de la grande pénétration secondaire. L'épaisseur efficace devient alors très grande et les hauts rendements se conservent à haute énergie primaire. Toutefois, la très faible conductibilité permet l'accumulation de centres de couleur dont l'existence s'oppose à l'émission, soit par perturbation de l'homogénéité du réseau, soit par formation d'îlots métalliques absorbants.

Si des atomes métalliques neutres sont artificiellement ajoutés au réseau, ils ne participent que pour une fraction minime, étant donné leur faible concentration, à l'augmentation directe du nombre des électrons secondaires émis. Mais leur présence accroît la conductibilité et si celle-ci reste trop faible pour provoquer une intense absorption de l'énergie, elle peut cependant favoriser la neutralisation des charges positives, c'est-à-dire empêcher la formation et l'agglomération des centres de couleur. Ainsi le rendement élevé est rendu possible par une conductibilité optima, mais certainement aussi par un rapport convenable entre les niveaux d'énergie dans la substance et ceux introduits par le métal activant. En résumé, les faits expérimentaux sont interprétés d'après des mécanismes déjà connus. Toutefois, l'explication est surtout qualitative et il n'existe le plus souvent aucune évaluation théorique susceptible de corroborer les ordres de grandeur observés. Un premier essai dans ce sens a été tenté par Maurer [31].

Effet normal par émission de champ. — Pour expliquer l'émission élevée des couches complexes, un mécanisme nouveau a été invoqué par Timofeev et d'autres physiciens russes [36], [37], [38]. Les travaux qui soutiennent cette hypothèse ont été résumés par Trey [39]. Il est supposé ici — contrairement aux hypothèses classiques — que l'ionisation directe par l'énergie primaire des atomes métalliques ajoutés à la substance joue le rôle essentiel. Les ions positifs ainsi disséminés au sein de la couche créent localement des gradients de potentiel favorables à l'intervention d'une émission de champ interne. Dans les composés bons conducteurs, cet effet ne peut se produire en raison de la neutralisation très rapide des ions formés et l'émission est due alors uniquement au processus normal. Ce processus règle également le cas des isolants purs. Mais lorsque ceux-ci contiennent des particules métalliques, l'émission de champ peut s'ajouter à l'effet normal et le dépasser considérablement sous certaines conditions.

Le processus envisagé se distingue toutefois de l'effet Malter en ce sens qu'une accumulation considérable de charges positives superficielles n'est pas nécessaire. La valeur des différences de potentiel locales reste faible, mais à l'échelle des dimensions atomiques elle détermine un champ interne très intense capable d'agir fortement sur les atomes immédiatement voisins. Il s'ensuit notamment que les durées caractérisant l'établissement et la persistance du phénomène ne sont pas liées comme dans l'effet Malter à la formation et à l'écoulement d'une charge totale élevée, mais seulement à la durée de vie moyenne des centres ionisés. Si, comme le suppose Timofeev, la durée de vie d'un tel centre est aussi petite que 10^{-9} s, il peut être extrait cependant durant ce temps un grand nombre de charges puisque l'acquisition par un électron d'une énergie de 1 eV le long d'un parcours de 10^{-7} cm, correspondant à l'ordre de grandeur de la distance d'action du centre, demande une durée de l'ordre de 10^{-14} s. seulement. Dans ces conditions, non seulement l'émission peut être élevée, mais encore l'inertie du phénomène est inobservable.

D'après ce mécanisme, la concentration des particules métalliques intervient de la façon suivante : elle règle le nombre des centres susceptibles d'être créés à chaque instant par l'ionisation, ainsi que la conductibilité de la couche, c'est-à-dire la durée de vie moyenne des centres. A concentration croissante, le nombre des centres créés et des centres neutra-

lisés à chaque instant augmente. Par suite, le rendement maximum est déterminé par une concentration optima et sur cette exigence, l'hypothèse nouvelle est en accord avec la théorie classique. Un tel effet a été observé par Timofeev et Aranovitch sur l'oxyde de magnésium activé [40].

En dehors de l'absence d'inertie, la proportionnalité du courant secondaire au courant primaire constitue le second caractère fondamental de l'émission normale. Cette condition est réalisée dans l'émission de champ interne lorsque le nombre de centres ionisés varie proportionnellement au courant primaire, c'est-à-dire si ce nombre reste faible devant le nombre total des atomes métalliques libres. Pour qu'il en soit ainsi, il faut que le courant primaire et la durée de vie moyenne des ions soient suffisamment petits. Lorsque la densité primaire atteint une certaine valeur, il doit donc être possible d'observer des effets de fatigue. C'est ce qui a été réellement constaté avec les émetteurs argent-oxygène-césium.

Un calcul simple permet d'examiner l'influence des différents facteurs sur la valeur du rendement. Soit n_0 la concentration initiale des atomes métallique et n celle des centres ionisés pour un certain état d'équilibre. Le nombre des centres nouveaux ionisés pendant un temps dt est

$$dn = (n_0 - n)\, i_p P\, dt,$$

où i_p est le courant primaire et P une probabilité en relation avec le pouvoir ionisant et la pénétration du faisceau primaire, ainsi que la nature de la substance de base. A l'équilibre, ce nombre de centres nouveaux est égal à celui des centres recombinés

$$dn = n Q\, dt,$$

où Q est la probabilité de recombinaison, égale à l'inverse de la durée de vie moyenne. Si chaque centre extrait k électrons secondaires, le courant secondaire est finalement

$$i_s = k n_0 \frac{P i_p}{Q + P i_p},$$

et lorsque $P . i_p \ll Q$

$$i_s = k n_0 \frac{P i_p}{Q}.$$

Le coefficient d'émission secondaire $\frac{i_p}{i_s}$ est donc d'autant plus élevé que le pouvoir ionisant et $k \frac{n_0}{Q}$ sont plus grands. Le premier facteur détermine la variation du rendement en fonction de l'énergie primaire. Quant à $k \frac{n_0}{Q}$, c'est un terme très complexe : k et $\frac{1}{Q}$ varient dans le même sens et croissent avec la durée de recombinaison, mais celle-ci décroît quand n_0 augmente en raison de la conductibilité accrue. D'où une valeur optima de la concentration.

D'autre part, la proportionnalité de i_s à i_p est subordonnée à la condition $P i_p \ll Q$. Cette condition est remplie pour un courant primaire d'autant plus faible que P est plus grand et que Q est plus petit, c'est-à-dire que l'énergie primaire est plus efficace et la durée de recombinaison plus élevée. Autrement dit, un effet de fatigue se manifeste d'autant plus facilement que la substance est plus isolante ou comporte une plus grande proportion de particules ionisées.

Cette ultime conséquence de la théorie de l'émission de champ interne est en accord avec les constatations expérimentales relatives aux substances isolantes. Il serait donc tentant de considérer les propriétés de ces substances comme un cas limite d'émission de champ, par exemple en supposant que les particules métalliques neutres liées aux centres de couleur peuvent se comporter de la même façon que des inclusions additives. Mais cette hypothèse irait à l'encontre des observations tendant à une distinction entre centres activants et centres désactivants. D'ailleurs, les liaisons des particules au réseau sont très différentes dans les deux cas envisagés, et il est probable que le mode d'action des centres peut être précisément expliqué par la nature de ces liaisons.

Parmi les faits expérimentaux susceptibles de fournir un appui supplémentaire à l'hypothèse de l'émission de champ figure, en premier lieu, l'observation du spectre énergétique secondaire qui, ainsi qu'on l'a décrit précédemment, se prête convenablement à la détermination de l'origine de l'émission. Du fait qu'ils sont extraits par un faible potentiel accélérateur, les électrons dus à l'émission de champ doivent se manifester par un enrichissement du spectre vers les énergies les plus basses. C'est ce qui est effectivement observé dans de nombreux cas. Par exemple, l'accroissement de δ obtenu par inclusion de césium dans un dépôt d'oxyde cuivreux est accompagné d'une diminution sensible de la vitesse moyenne d'émission, due à la présence d'électrons très lents [38]. Des résultats analogues ont été mis en évidence par Maurer pour certains composés alcalins après addition de césium [31].

Une autre preuve en faveur de la théorie de Timofeev est à rechercher dans le passage progressif de l'effet normal à l'effet Malter par modification des propriétés d'un émetteur. D'après les remarques

notées au Chapitre II, un tel passage serait caractérisé par un accroissement simultané du pouvoir émissif et de l'inertie. Par vaporisation du magnésium en atmosphère oxydante, il est possible d'obtenir des couches présentant ce phénomène [29]. Aranovitch [41] a montré que, par modification des conditions de formation de telles couches, le rendement normal peut être accru jusqu'à $\delta = 80$, mais que des effets caractéristiques d'inertie apparaissent dès que δ dépasse 100. Les plus hautes valeurs atteintes sont de l'ordre de 10 000, c'est-à-dire supérieures à celles observées par Malter. Des observations de même nature sont relatées au Chapitre IX à propos des alliages de béryllium.

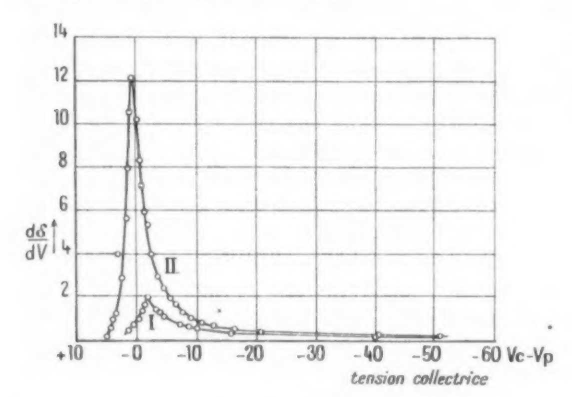


Fig. 6. — Modification du spectre secondaire de Cu_2O par inclusion de césium :

I : Cu_2O $eV_p = 200$; II, Cu_2O (Cs) (d'après Frimer [38]).

Malgré ces arguments, la supposition initiale concernant l'ionisation directe des additions métalliques libres est un point discutable de la théorie. Dans un grand nombre de cas, leur concentration est très faible et c'est l'ionisation du réseau par le faisceau primaire qui est prépondérante. D'autre part, la théorie ne pose pas de condition limitative quant à la nature du métal inclus, et cependant l'on sait que des additions de métaux tels que le nickel, l'or ou le platine ne permettent pas de dépasser des rendements de l'ordre de 2. Ces résultats sont interprétés aisément par la théorie classique puisqu'elle fait état de la position respective des niveaux d'énergie : l'addition de métaux électropositifs favorise un rendement élevé grâce aux niveaux intermédiaires ainsi introduits. En tenant compte de cette propriété, une retouche de la théorie de l'émission de champ paraît possible, soit que l'on tienne compte de l'ionisation plus aisée des métaux en question, soit en remarquant que l'ionisation des centres peut résulter du mécanisme de neutralisation des ions formés dans le réseau si la disposition des niveaux d'énergie est favorable. Sous cet aspect, l'émission de champ apparaîtrait comme un cas particulier de la théorie classique.

Enfin, si la conductibilité joue un rôle important vis-à-vis de la durée de vie des ions, on pourrait s'attendre à des variations caractéristiques des phénomènes sous l'action de la température. Si aucun résultat n'a été publié à ce sujet, c'est peut-être en raison de la fragilité des couches complexes préparées par inclusion de césium. Une variation d'un autre type a été observée par Timofeev et Aranovitch [40] : le rendement secondaire d'une couche de magnésium vaporisé puis oxydé croît avec la température, mais la valeur atteinte à 800° C se conserve après refroidissement. L'amélioration du gain est due, dans ce cas, à la diffusion du magnésium non combiné. Une température plus élevée provoque ensuite une diminution rapide du pouvoir émissif, sans doute par accroissement excessif de la conductibilité, mais peut-être aussi, au contraire, par évaporation du magnésium et destruction d'un film superficiel à bas travail de sortie. De toutes façons, une expérience de ce genre prouve seulement qu'une concentration optima des particules métalliques incluses est favorable à un haut rendement, mais ne constitue pas un argument décisif en faveur de l'émission de champ.

En définitive, les deux théories en présence sont capables d'expliquer un certain nombre de faits expérimentaux, mais sans que l'on puisse leur attribuer avec précision une limite commune de validité Puisque l'une convient plus particulièrement au cas des métaux et l'autre aux couches complexes, cette limite pourrait être recherchée dans un domaine intermédiaire, vraisemblablement celui des composés métalliques, au sujet desquels les connaissances sont précisément les moins étendues. Un aspect particulier de chacune des théories est capable de suggérer une voie d'accès vers la distinction nécessaire : tandis que l'interprétation classique fait état de la disposition des niveaux d'énergie, c'est-à-dire d'un arrangement cristallin qui suppose avant tout l'homogénéité du réseau, un grand nombre de couches complexes sont constituées par des agglomérats hétérogènes de substances alternativement conductrices et isolantes, susceptibles de former les centres multiples d'une émission de champ localisée. L'ionisation directe des particules métalliques entre alors en ligne de compte, en raison de leur concentration assez élevée. Il est ainsi probable que les mécanismes proposés ne s'excluent pas mutuellement,

mais diffèrent par leur ordre de grandeur relatif d'après la disposition des constituants dans les substances émissives. L'homogénéité cristalline ou, au contraire, la juxtaposition de grains distincts, tels sont les termes extrêmes de la différenciation, entre lesquels s'intercalent la totalité des structures réelles. Peu de résultats actuellement acquis sont susceptibles d'apporter à ce sujet les renseignements exigés et un long travail de recherche est encore nécessaire avant qu'il soit possible de conclure utilement.

VIII. **Émission secondaire des cathodes à oxydes**.

Les récents progrès accomplis dans la technique des magnétrons ont attiré l'attention sur les propriétés émissives secondaires des cathodes à oxydes [42]. Il est intéressant ici de remarquer que des émetteurs de ce type répondent à la définition des couches complexes et sont susceptibles, grâce aux connaissances déjà acquises au sujet de leur constitution, de fournir des informations précieuses sur les mécanismes d'émission.

L'activité thermoionique se développe au cours d'un processus de préparation qui délivre une couche dont la composition est vraisemblablement la suivante : un film monomoléculaire de baryum est adsorbé à la surface d'une solution solide des oxydes contenant des particules de baryum libre. La loi de Richardson donne, comme dans le cas des métaux purs, la variation du courant de saturation avec la température, d'après l'expression

$$(1) \qquad I_s = A\, T^n\, e^{-\frac{e\varphi}{kT}},$$

où φ est le travail de sortie superficiel, rendu minimum par le film adsorbé. Mais A n'est plus ici une constante universelle; c'est un terme également variable avec la température et qui est trouvé proportionnel à la conductibilité [43]. Celle-ci dépend beaucoup de l'homogénéité du réseau cristallin et de la concentration des impuretés métalliques disséminées. Elle est proportionnelle à la concentration des électrons de conduction

$$(2) \qquad N_1^{\frac{1}{2}}\, e^{-\frac{Q_1}{2kT}},$$

où N_1 est la concentration des atomes de baryum libre et Q_1 l'énergie nécessaire pour qu'un électron provenant de ces atomes puisse passer dans la bande de conduction du réseau. L'interprétation de ce résultat est la suivante : les impuretés métalliques introduisent localement, dans le réseau, des niveaux d'énergie intermédiaires favorables à l'apparition d'une conductibilité notable à plus basse température. Ce sont les électrons de conduction qui délivrent le courant thermoionique, après franchissement de la barrière de potentiel par une partie d'entre eux.

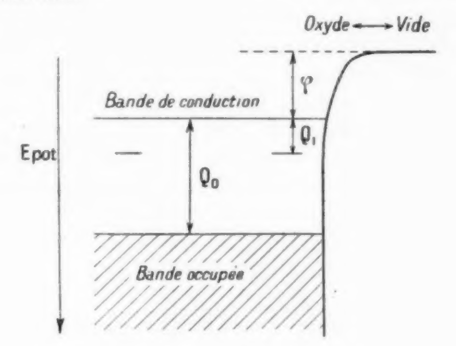


Fig. 7. — Niveaux d'énergie dans un semi-conducteur à impuretés (d'après Pomerantz [45]).

Ces notions sont utiles également pour la compréhension des propriétés des cathodes à oxydes en émission secondaire. Des travaux antérieurs avaient déjà montré que leur rendement est supérieur à celui des métaux et est susceptible de croître notablement sous l'action de la température [29], [44]. Le comportement thermique a été récemment examiné par Pomerantz [45] et étudié parallèlement à l'activité thermoionique.

D'après les résultats de Pomerantz, le meilleur rendement correspond à la meilleure activation et varie avec la température d'après la relation

$$(3) \qquad \delta_T = \delta_{300^\circ\mathrm{K}} + B\, e^{-\frac{Q_1}{2kT}}.$$

Ainsi, il s'ajoute à la composante normale existant à la température ambiante un terme variable, d'abord négligeable, mais qui croît très rapidement et devient considérable aux températures usuelles de fonctionnement. Des rendements supérieurs à 100 ont pu être ainsi observés.

Une influence du travail de sortie peut être envisagée pour comprendre la signification de cette variation, mais le fait vraiment caractéristique c'est le parallélisme frappant entre le rendement et la conductibilité : les valeurs de Q_1 déduites par Pomerantz des courbes de rendement sont en accord satisfaisant avec celles indiquées par Blewett [43] et Danforth [46] pour la conductibilité, de sorte que l'on doit conclure à une probable proportionnalité entre les deux phénomènes.

Ce résultat est légitime en ce sens qu'il montre que les facteurs déterminants du pouvoir émissif ont

bien leur siège dans la couche sous-jacente et non dans le film superficiel adsorbé. Ceci est en accord avec les observations précédentes relatives au rôle accessoire joué par le travail de sortie superficiel, aussi bien dans le cas des métaux purs que dans le cas des couches complexes du type argent-oxygène-césium. L'interprétation immédiate de la proportionnalité trouvée consisterait à admettre que les électrons secondaires puissent être produits par le choc direct des primaires avec les électrons de conduction. Mais un tel mécanisme est très improbable d'après les lois de la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement [47], et ainsi que le prouve d'autre part l'émission secondaire faible des substances les plus conductrices, c'est-à-dire des métaux.

Une interprétation plus satisfaisante peut être basée sur l'égalité qui existe nécessairement entre le nombre des électrons de conduction et celui des places laissées vides, par leur départ, dans le niveau intermédiaire. Il resterait alors à expliquer comment le rendement secondaire serait ainsi déterminé par la concentration des atomes métalliques excités. Une telle supposition est à rapprocher des hypothèses formulées par la théorie de l'émission de champ interne, d'après lesquelles le pouvoir émissif secondaire dépend du nombre des inclusions métalliques ionisées. Dans cette dernière théorie toutefois l'excitation des atomes métalliques libres est attribuée au faisceau primaire et non à un processus thermique. Or, ce qui est ici tout à fait caractéristique, c'est la variation du rendement avec la température et non sa valeur à froid. La théorie de l'émission de champ ne permet pas de prévoir cette variation, à moins de tenir compte précisément d'une excitation thermique se superposant à l'ionisation directe des centres par l'énergie primaire.

La théorie classique peut suffire à expliquer la croissance du rendement avec la température. Selon ses hypothèses, l'obtention d'un pouvoir émissif plus ou moins élevé dépend entre autres du fait que la cession d'énergie primaire au réseau délivre des atomes ionisés ou seulement excités. Les premiers fournissent des électrons à la bande de conduction, lesquels peuvent être émis comme secondaires si leur énergie est suffisante; les seconds sont instables et retombent au niveau initial. En présence d'impuretés métalliques qui introduisent des niveaux d'énergie intermédiaire, rien n'est changé à basse température dans ce comportement, mais à chaud les atomes non ionisés mais suffisamment excités peuvent céder des électrons aux places vides laissées dans le niveau intermédiaire par l'excitation thermique. Le nombre de ces passages dépend du mode de cession d'énergie primaire, mais reste proportionnel à la fois au nombre des électrons primaires et au nombre des places vides. Le maintien de l'équilibre électrique exige que les électrons ainsi captés passent immédiatement dans la bande de conduction, où ils rendent possible un accroissement de conductibilité favorable à la neutralisation du réseau et d'où ils sont extraits sous forme d'électrons secondaires grâce au bas travail de sortie superficiel. Ce mécanisme explique ainsi non seulement la relation avec la conductibilité, mais aussi le fait qu'un nombre accru d'électrons peut être extrait du réseau.

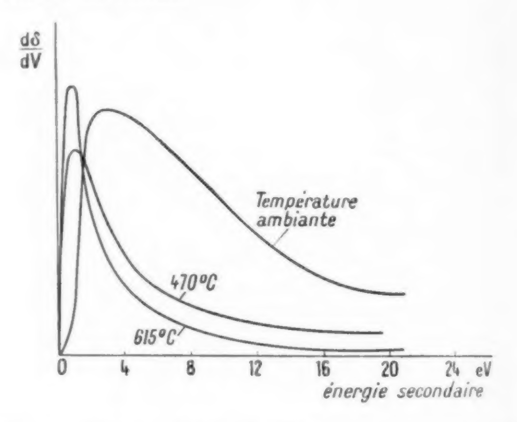


Fig. 8. — Influence de la température sur la forme du spectre énergétique secondaire d'une cathode à oxydes (d'après Pomerantz [45]).

Le rôle de la conductibilité, par ailleurs néfaste à la sortie des secondaires en raison de chocs absorbants, doit être compris ici en fonction d'ordres de grandeurs favorables. Ainsi la concentration des atomes de baryum libres dans le réseau est faible et la conductibilité peut demeurer, dans de larges limites, insuffisante pour provoquer une absorption secondaire importante. D'autre part, la loi de proportionnalité du courant secondaire au courant primaire et à la conductibilité n'est possible que si le nombre des passages invoqués précédemment reste faible devant le nombre des places vides, autrement dit si le nombre des électrons secondaires est petit devant celui des électrons de conduction. Cette condition est toujours vérifiée dans les cas usuels. Des limitations sont cependant concevables, bien que non encore observées, pour des couches très conductrices bombardées par un faisceau primaire intense à température très élevée. La réalisation d'expériences conduites dans ce sens ferait d'ailleurs

intervenir d'autres effets susceptibles de détruire l'activité.

L'étude de la répartition énergétique secondaire est, ici encore, à même d'apporter des renseignements complémentaires sur le déroulement des mécanismes. Elle est d'ailleurs indispensable dans le cas de rendements aussi élevés, puisque l'on doit se demander si l'émission tend ou non vers une limite imposée par la conservation de l'énergie. Pomerantz a également montré qu'une telle limitation est improbable, car, à mesure que croît le rendement, l'énergie moyenne secondaire diminue, grâce à une prédominance croissante des électrons lents.

Le rendement énergétique de la transformation peut être défini comme le produit du rendement par l'énergie moyenne secondaire; un tel produit représente, en effet, l'énergie fournie au rayonnement secondaire par un électron primaire. D'après quelques résultats, ce facteur reste faible et varie très peu avec la température :

Température.	δ.	Énergie moyenne secondaire.	Rendement énergétique à 1600 eV primaire.
Ambiante	2,0	11,7 eV	23,4 eV
470°C	3,1	8.5	26,3
615°C	5,3	3,7	19,6

Du fait de la meilleure utilisation supposée de l'énergie cédée au réseau, un rendement énergétique croissant avec la température semblerait normal; le résultat ci-dessus tend à prouver que les propriétés thermiques particulières de la substance influencent moins le mécanisme de cession de l'énergie primaire que le processus de répartition de l'énergie cédée entre un nombre variable d'électrons secondaires. Une explication classique reste possible : si le rendement énergétique tend à croître avec la conductibilité, l'absorption secondaire croît également du même fait, de sorte que les variations du rendement énergétique peuvent demeurer peu importantes. Les données expérimentales précédentes sont encore trop succinctes cependant pour se prêter à des spéculations plus détaillées.

IX. Alliages à émission secondaire élevée.

Parallèlement à la recherche de hauts pouvoirs émissifs par les couches complexes, des études ont été entreprises dans le même sens sur certains alliages métalliques. Ce sont les rendements favorables obtenus à l'origine avec les métaux alcalino-terreux qui ont constitué le point de départ des recherches nouvelles. Du point de vue technique, l'intérêt de tels alliages paraît évident : d'un emploi plus aisé dans la construction des tubes à vide, ils laissent espérer une plus grande facilité de préparation et une stabilité de fonctionnement plus satisfaisante que les couches complexes [48].

Bien que les propriétés émissives des métaux envisagés soient encore l'objet de controverses, certains de leurs alliages se sont montrés très favorables à l'obtention d'un rendement élevé par l'action de traitements spéciaux activants. La première proposition relative à l'activation d'alliages de ce genre est due à Warnecke [49], qui indique, à titre d'exemple, le processus suivant pour un alliage cuivre-béryllium contenant 2,4 % de béryllium : on élève peu à peu la température (en une heure environ) jusqu'à 850° environ et l'on maintient ensuite l'électrode à cette température pendant 2 heures et demie. Pendant la première heure, la pression est maintenue au-dessous de 2.10^{-6} mm de mercure et la pression finale est inférieure à 2.10^{-7} mm. Un rendement maximum de 4.5 est ainsi atteint vers 500-600 eV.

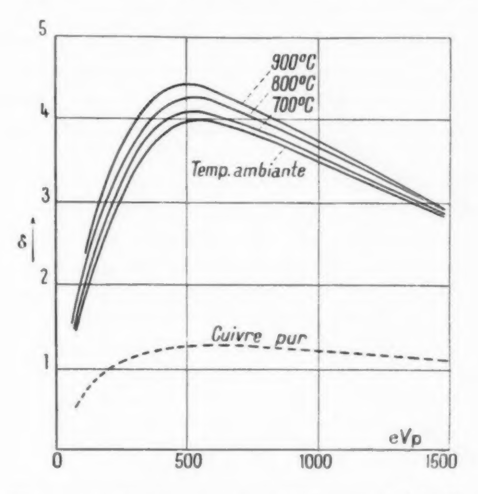


Fig. 9. — Activation croissante du bronze de béryllium par chauffage progressif dans le vide (d'après Warnecke [49]).

Ce processus représente un élément caractéristique de la plupart des méthodes d'activation préconisées ultérieurement. Il est naturel de penser que l'accroissement de rendement obtenu doive résulter d'une modification favorable de la structure physique. Toutefois, un autre facteur s'est révélé important, c'est l'oxydation. En dehors d'un arrangement structural approprié, la recherche d'une oxydation du métal léger est légitime puisque les oxydes correspondants sont doués d'un pouvoir émissif élevé. Des traitements oxydants conduits

parallèlement à l'activation thermique en renforcent effectivement l'action. Il est ainsi d'un grand intérêt de préciser le rôle des facteurs agissants afin de permettre la réalisation des conditions optima.

Gille [50] a examiné en détail les propriétés émissives d'alliages nickel-béryllium. D'après le diagramme de Masing et Dahi [51], la solubilité du béryllium dans le nickel permet de former, à température convenable, une solution solide homogène, à 2 % de béryllium par exemple, qui se maintient à la température ambiante après une trempe à l'air. Par revenu à 600-700°, la précipitation du béryllium en excédent se produit, probablement sous la forme du composé NiBe, provoquant l'effet désigné sous le nom de durcissement structural. Au point de vue de l'émission secondaire, ce traitement constitue une activation et la précipitation paraît, de ce fait, à l'origine de l'amélioration observée. D'ailleurs, un chauffage supplémentaire jusqu'à redissolution conduit à une diminution considérable du pouvoir émissif, mais un nouveau revenu rétablit l'activité. Le rendement maximum atteint par ce procédé est de l'ordre de 7, pour des teneurs en béryllium variant de 0,5 à 2 %. L'alliage cuivre-béryllium, étudié par Matthes [52], manifeste des propriétés tout à fait semblables. Son diagramme est d'ailleurs analogue au précédent [53] et l'amélioration du rendement peut être due, là encore, à la modification structurale par précipitation.

Les mêmes auteurs ont mis en évidence le rôle de l'oxydation dans le cas des alliages précédents. Si après activation thermique un échantillon est exposé à l'air, une nouvelle amélioration est produite en réitérant le revenu. Le traitement peut être répété plusieurs fois et des rendements de l'ordre de 12 sont alors obtenus. L'indifférence du comportement devant la durée de l'exposition à froid et la pression de l'air indiquent que la fixation de l'oxygène se limiterait à la formation d'une couche gazeuse adsorbée en surface; la véritable oxydation ne se produirait qu'à la reprise du chauffage. Il n'est donc pas impossible que la première activation fasse déjà intervenir l'oxygène initialement adsorbé. L'oxydation peut être encore conduite de multiples façons, par exemple en effectuant un traitement thermique continu dans un vide résiduel moins poussé, ou encore par brèves décharges en atmosphère d'oxygène à basse pression. En général, les traitements oxydants ont l'avantage non seulement d'améliorer le rendement mais encore d'écourter sensiblement la durée du traitement thermique.

Une technique différente de préparation a été indiquée par Le Boiteux [54]. Par exemple, un échantillon de bronze de béryllium (97,5 % Cu, 2 % Be, 0,5 % Al) est chauffé en haute fréquence au rouge cerise pendant quelques secondes dans l'oxygène pur ou simplement dans l'air, puis monté dans le tube d'essai. Après pompage et étuvage pendant 2 h à 450°, la mesure du pouvoir émissif sans autre traitement montre un rendement stable de l'ordre de 5. L'intérêt du procédé réside dans l'absence d'opérations spéciales après introduction de l'émetteur dans la lampe. L'influence des traitements thermiques antérieurs a été également étudiée : quel que soit l'état initial de l'alliage (dur, mou, écroui), la structure finale est la même et correspond à celle du recuit. Interprété d'après les propriétés déduites du diagramme, le traitement activant consisterait en une trempe oxydante au rouge, suivie d'un revenu à 450°. L'influence des traitements thermiques antérieurs est ainsi pratiquement éliminée.

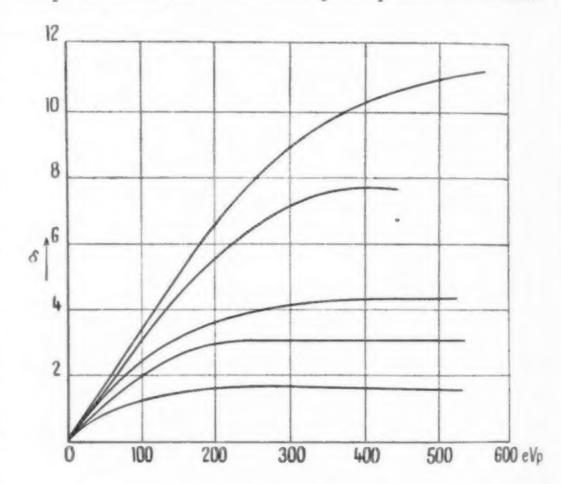


Fig. 10. — Activation croissante du duralumin par chauffage progressif dans l'air (d'après Le Boiteux [54]).

Le même procédé d'activation a été appliqué avec succès au duralumin (95 % Al, 4 % Cu, 0,5 % Mg, 0,5 % Mn). Le métal actif est alors le magnésium. L'oxydation progressive produit une amélioration croissante du rendement, qui atteint des valeurs de l'ordre de 12. L'opération est rendue délicate par le bas point de fusion de l'alliage, qui tend à foisonner, mais elle peut être conduite cependant de manière à éviter les déformations superficielles. Un alliage aluminium-béryllium (30 % Be) a montré également par oxydation en haute fréquence à température modérée une activation progressive croissant avec le degré d'oxydation. D'après ces

divers résultats, la technique en question présente donc un caractère général, mais se révèle valable seulement lorsque l'alliage contient un métal léger comme le béryllium ou le magnésium.

Les alliages au magnésium ont donné lieu d'autre part à un certain nombre de tentatives fructueuses. Des rendements élevés sont obtenus par addition d'un faible pourcentage de magnésium à des métaux tels que l'or, le cuivre et l'argent [55]. Pour l'alliage argent-magnésium, Friedheim et Weiss [56] ont indiqué le processus suivant : le produit obtenu par fusion à l'abri de l'air est laminé puis monté sans autre traitement dans le tube d'essai. Un chauffage sous vide à 450° durant 30 mn produit un accroissement considérable du rendement, qui passe de 2 à 14-16, tandis que la pression atteint momentanément $7 . 10^{-4}$ mm de mercure par suite du dégazage. Des recherches étendues dues à Zworykin, Ruedy et Pike [57] ont montré que l'alliage à l'argent fournit les meilleurs résultats. Comme dans le procédé précédent, l'étuvage normal améliore le rendement qui devient de l'ordre de 4 à 6 à 200 eV, mais un chauffage par induction en présence d'oxygène l'augmente encore de plusieurs unités. Ce traitement fait apparaître une coloration jaune ou dorée et l'examen de la surface par diffraction électronique montre que le diagramme final est celui de l'oxyde de magnésium alors qu'avant activation on observait celui de l'oxyde d'argent.

Cette dernière constatation paraît être d'une importance capitale pour la compréhension des phénomènes d'activation : l'émission élevée serait ainsi imputable à la formation d'une mince couche d'oxyde à haut rendement. Le Boiteux [54] a, de son côté, effectué un rapprochement entre les rendements élevés des alliages contenant un constituant léger et les propriétés superficielles révélées par diffraction électronique : un certain nombre de travaux établissent que ces alliages présentent, à un haut degré, le phénomène d'oxydation sélective, d'après lequel seul l'oxyde de l'un des constituants — souvent celui de plus faible concentration — apparaît à la surface sous certaines conditions. Parmi celles-ci, on trouve, en premier lieu, la concentration du constituant et la température d'oxydation. Selon les cas, il peut être obtenu en surface soit l'un ou l'autre des oxydes, soit les deux oxydes simultanément. La présence en surface d'un oxyde unique n'exclut pas la formation d'une couche sous-jacente d'oxyde mixte ou de l'oxyde d'un autre composant. Il a déjà été constaté, à propos des couches complexes, que de telles structures peuvent être favorables à l'obtention de rendements élevés.

Bien que l'ensemble des résultats précédents n'ait pas permis de formuler des conclusions indiscutables, ils suggèrent cependant des hypothèses susceptibles de constituer une sérieuse base de départ pour des recherches nouvelles. Aussi peut-on essayer, dès maintenant, de faire le point de la question en l'examinant sous ses deux aspects caractéristiques : processus d'activation et processus d'émission.

Trois facteurs paraissent jouer un rôle important lors de l'activation : présence d'un métal léger, précipitation du constituant actif et oxydation sélective. Leur réunion caractérise un certain nombre d'alliages dont les rendements sont particulièrement élevés. Il n'est cependant pas certain que ces trois conditions doivent être réalisées simultanément. Ainsi l'alliage argent-magnésium ne présente pas la précipitation et les alliages tels que cuivre-zinc et fer-chrome peuvent donner de hauts rendements par oxydation [58], bien qu'ils ne contiennent pas de constituant léger. Il est remarquable, toutefois, que des alliages de cette sorte soient précisément parmi ceux qui tendent à manifester des propriétés d'oxydation sélective, parfois utilisées pour réaliser une protection contre la corrosion. On pourrait ainsi conclure que les propriétés essentielles sont dues à une oxydation dans des conditions particulières favorisées par le choix des constituants et de la structure de l'alliage. A l'encontre de cette opinion viennent les résultats obtenus par seul traitement thermique. Cependant, même dans ce cas, l'oxydation peut se produire par l'action des gaz résiduels ou, plus simplement, de l'oxygène adsorbé superficiellement, dissous dans le métal, ou déjà combiné au cours d'opérations antérieures.

Quant au processus d'émission, il doit découler des propriétés spéciales de structure et de composition réalisées par activation. S'il devait s'agir des métaux purs, l'augmentation du rendement par seule modification structurale paraîtrait assez mystérieuse. Même les observations nombreuses exposées précédemment à propos du comportement du béryllium n'apportent aucun élément décisif d'explication. Pour les alliages, la situation est un peu différente du fait de la dissémination de particules métalliques introduisant, dans le réseau, des niveaux intermédiaires. La précipitation diminue d'autre part la conductibilité, ce qui est favorable à une moindre absorption secondaire. Il paraît douteux cependant que l'abaissement effectif de la conductibilité puisse expliquer l'ampleur de l'amélioration constatée. Le rôle de l'oxygène est plus aisément compréhensible puisque les oxydes des métaux légers ont déjà,

par eux-mêmes, un pouvoir émissif supérieur à celui des métaux. Le rendement secondaire des alliages est cependant plus élevé encore, de sorte que l'explication des propriétés émissives doit, en plus, admettre un déroulement spécial du mécanisme d'émission, favorisé par un état structural particulier.

Les opinions formulées à ce sujet diffèrent quelque peu selon les conceptions diverses que l'on peut se faire des modifications superficielles, mais tendent, en général, à expliquer par l'émission de champ l'accroissement du rendement. Ainsi, les fines aiguilles déposées lors de la précipitation peuvent former localement des distributions hétérogènes, favorables à l'obtention de champs internes; ce serait le cas par exemple de l'alliage nickel-béryllium, lequel précipite le composé Ni-Be susceptible de donner par oxydation un enrobage de particules de nickel dans l'oxyde de béryllium [50]. Dans l'hypothèse de l'oxydation sélective, un mince film d'oxyde à haut pouvoir émissif est déposé à la surface d'une couche peu conductrice formée d'un mélange en proportions variables des oxydes des constituants, avec couche sous-jacente de métal non oxydé, par exemple : oxyde de béryllium sur oxyde de cuivre (alliage Cu-Be), oxyde de béryllium sur alumine (alliage Be-Al), magnésie sur alumine (duralumin) [54], ou magnésie sur oxyde d'argent (alliage Ag-Mg) [57]. Les discontinuités de la structure et l'extrême ténuité des couches formées permettraient dans la plupart des cas le développement d'un effet localisé de même nature que celui envisagé par Timofeev au sujet des couches complexes. Le pouvoir isolant assez réduit de la plupart de ces oxydes et la localisation de l'effet expliqueraient que l'on obtienne, en général, des pouvoirs émissifs moins élevés que dans l'effet Malter, et dénués d'inertie. Dans certains cas cependant, et notamment par une oxydation plus poussée, ou conduite à plus haute température, l'accroissement d'épaisseur des couches d'oxyde ou la coalescence des particules actives pourraient favoriser la création de conditions se rapprochant davantage de celles qui existent dans l'effet Malter. Gille [50] et Le Boiteux [54] ont effectivement provoqué des phénomènes de ce genre, c'est-à-dire caractérisés par une émission plus intense et doués d'une inertie notable. Les effets d'inertie observés dans ces cas particuliers diffèrent d'ailleurs, par certains de leurs aspects, de ceux observés par Malter; mais il est à noter à ce sujet que tous ces phénomènes d'émission de champ, effet Malter compris, sont liés essentiellement à la structure des couches, de sorte que leurs manifestations peuvent différer profondément selon la composition et le mode de formation. Ceci peut même se produire pour un même alliage traité selon diverses méthodes.

En définitive, on reconnaîtra que les alliages à constituant léger offrent un double intérêt. D'une part l'étude de leurs propriétés émissives est susceptible d'apporter une contribution étendue à la connaissance des phénomènes d'émission secondaire. D'autre part, ils présentent un important avantage technique pour la réalisation de tubes à vide utilisant ces phénomènes. Par leur facilité d'usinage et d'activation, leur aptitude à supporter des charges élevées et la stabilité de leurs propriétés émissives, tous caractères reconnus qu'il reste à adapter aux autres conditions imposées par la technique des lampes [59], ces alliages sont de nature à faciliter considérablement le perfectionnement de nombreux systèmes déjà connus. Des réalisations récentes de tubes à modulation de vitesse utilisant l'émission secondaire de tels alliages montrent déjà que les difficultés d'emploi pratique peuvent être surmontées et permettent d'escompter, pour l'avenir, le développement de nouvelles conceptions dans ce domaine d'application [60].

X. Conclusion.

Les diverses recherches mentionnées dans cet exposé témoignent du considérable déploiement expérimental déjà mis en œuvre en vue d'une connaissance approfondie des phénomènes d'émission secondaire et de leur mécanisme. Si les multiples aspects du problème ont conduit les chercheurs à subdiviser le champ d'investigation proposé, il apparaît cependant un certain nombre de points importants communs aux résultats obtenus dans les divers domaines, ce qui montre bien l'étendue des progrès déjà accomplis jusqu'à présent vers la découverte de lois générales. Plutôt que de rassembler maintenant des propriétés suffisamment suggérées par les résultats précédemment décrits, il semble plus utile pour conclure d'indiquer brièvement de quelle manière une représentation d'ensemble peut correspondre à l'essentiel des connaissances acquises et constituer un guide pour les recherches futures.

Les propriétés de la matière qui exercent l'influence la plus profonde sur l'émission secondaire définissent trois lignes principales de variation. La première a pour extrémités le conducteur parfait et l'isolant parfait, caractérisés respectivement par la présence ou l'absence d'électrons de conduction. Aux extrémités de la seconde se situent la substance simple, dont les niveaux énergétiques sont complè-

tement définis par nature, et la substance complexe où sont ajoutés arbitrairement au corps de base des niveaux supplémentaires dont la grandeur et la localisation dépendent uniquement de la nature et de la concentration des substances introduites. Enfin, la troisième ligne va de la substance parfaitement amorphe et discontinue à l'état cristallin idéalement ordonné dans lequel les liaisons atomiques présentent la plus haute stabilité et les bandes d'énergie le maximum de continuité. Les éléments déterminants sont ainsi : la répartition des électrons entre les niveaux d'énergie, la valeur relative des niveaux existants et leur disposition réelle dans le réseau; ou, en d'autres termes : les configurations électronique, énergétique et cristalline.

C'est sur cette première base que doit être traité le problème des échanges d'énergie entre le rayonnement électronique et la matière solide. Du point de vue théorique quantitatif, la seule voie d'accès possible est l'application de la mécanique quantique, tout à fait fondée, en principe, à envisager les facteurs considérés. La théorie de Wooldridge [61] constitue à cet égard une première tentative de résolution, cependant extrêmement imparfaite en raison de la difficulté, dans l'état actuel de la mécanique quantique, d'introduire exactement les multiples facteurs du problème.

L'aspect expérimental de l'étude reste, pour le moment, plus accessible, à condition toutefois de choisir convenablement les corps représentant le mieux chacune des fonctions précédemment définies, ainsi que les conditions d'expérience les plus appropriées. Conducteurs et isolants, substances simples et complexes, états ordonné et désordonné, tels sont les termes fondamentaux de la différenciation nécessaire, qu'il y a lieu de renforcer d'autre part par une distinction analogue entre les phénomènes relatifs aux mécanismes : pénétration primaire, excitation, absorption secondaire, échanges d'énergie avec les électrons de conduction, les atomes et le réseau. La plupart des recherches effectuées considèrent les problèmes sous cet angle et tendent vers des résultats élémentaires qu'il importe de rendre aussi caractéristiques que possible.

A cette investigation analytique s'associe une méthode par voie de synthèse, où des facteurs fondamentaux interviennent simultanément d'une manière définie. Dans ce sens, les résultats les plus instructifs sont à attendre de l'étude des semi-conducteurs qui prennent place sur chacune des trois lignes précédemment considérées. Les résultats déjà obtenus sur les cathodes à oxydes donnent une première idée des renseignements à escompter dans cette voie. Par contre, le phénomène d'émission de champ au sens que lui donne Timofeev paraît, *a priori*, devoir être ici moins fructueux : dans les substances à arrangement défini, il apparaît plutôt comme une extrapolation hypothétique, tandis que, dans les cas où son existence est indiscutable, on a affaire jusqu'à présent à la combinaison la plus compliquée et la moins abordable des facteurs de structure.

On reconnaîtra finalement l'étendue de la contribution apportée par cette base déjà large d'informations expérimentales et théoriques au domaine des applications. Les propriétés découvertes pour les substances utilisées dans la construction des tubes à vide ont fait l'objet de maints usages importants. On sait actuellement traiter convenablement les matériaux, jouer sur leur disposition, leur forme, et leur état de surface, les modifier éventuellement, en vue de leur utilisation dans un sens désiré. Quant aux applications nécessitant des substances émettrices à haut rendement, il est superflu d'insister sur la fertilité des études entreprises pour la détermination de leur nature, de leurs qualités optima et de leurs propriétés de fonctionnement. Un gros travail reste cependant à accomplir, dans la ligne tracée ci-dessus, pour assurer définitivement les résultats déjà acquis, entrevus ou seulement escomptés, et enrichir ainsi le champ des possibilités.

BIBLIOGRAPHIE.

1. R. Kollath, *Sekundärelektronenemission fester Körper* (*Phys. Z. Sc.*, 38, 1937, p. 202-224).
2. R. Warnecke, *Lois principales de l'émission d'électrons secondaires par la surface des métaux* (*Onde électrique*, 16, 1937, p. 509-540).
3. H. Bruining, *De Sekundärelektronenemission fester Körper*; 1 vol., Springer, Berlin, 1941.
4. J. H. O. Harries, *Secondary electron radiation* (*Electronics*, 17, 1944, p. 100-108, 180 et 184).

5. L. Malter, *Anomalous secondary electron emission. A new phenomenon* (*Phys. Rev.*, 49, 1936, p. 478 et 879); *Thin film field emission* (*Phys. Rev.*, 50, 1936, p. 48-58).

6. R. Kollath, *Zur Messung von Geschwindigkeits- und Energieverteilung* (*Ann. Phys.*, 27, 1936, p. 721-741); *Zur Energieverteilung der Sekundärelektronen* (*Ann. Phys.*, 39, 1941, p. 19).

7. E. Rupp, *Z. Sc.*, *Phys.* 58, 1929, p. 145.

8. E. Rudberg, *Characteristic energy losses of electrons scattered from incandescent solids* (*Proc. Roy. Soc.*, 127, 1930, p. 111-140); *Inelastic scattering of electrons from solids* (*Phys. Rev.*, 50, 1936, p. 138-150).

9. G. Ruthemann, *Perte discrète d'énergie d'électrons rapides dans les solides* (*Naturwiss.*, 29, 1941, p. 648); *Freinage des électrons dans les niveaux Röntgen* (*Naturwiss.*, 30, 1942, p. 145).

10. L. J. Haworth, *The energy distribution of secondary electrons from molybdenum* (*Phys. Rev.*, 48, 1935, p. 88-95).

11. R. Kollath, *Neuere Untersuchungen über die Sekundärelektronenemission von Legierungen* (*Fernseh. u. Tonfilm*, 1941, p. 13-18).

12. R. Warnecke, *Potentiels critiques d'émission secondaire* (*J. Phys. Radium*, 7, 1936, p. 318-320).

13. B. F. Schonland, *The passage of cathode rays through matter* (*Proc. Roy. Soc.*, 104, 1923, p. 235; 108, 1925, p. 187).

14. P. Palluel, *Composante rediffusée du rayonnement électronique secondaire des métaux* (*C. R. Acad. Sc.*, 224, 1947, p. 1492).

15. P. B. Wagner, *Secondary electrons of high velocity from metals bombarded with cathode rays* (*Phys. Rev.*, 35, 1930, p. 98).

16. P. Palluel, *Sur le mécanisme de la rediffusion électronique par les métaux* (*C. R. Acad. Sc.*, 224, 1947, p. 1551).

17. R. Warnecke, *Émission secondaire des métaux purs* (*J. Phys. Radium*, 7, 1936, p. 270); *Recherches expérimentales sur l'émission secondaire du tantale* (*J. Phys. Radium*, 5, 1934, p. 267).

18. P. L. Copeland, *Correlation between variation of S. E. emission and atomic number* (*Phys. Rev.*, 46, 1934, p. 167).

19. L. R. Treloar, *Secondary electron emission from complex surfaces* (*Proc. Phys. Soc.*, 49, 1937, p. 392).

20. J. de Boer and H. Bruining, *Influence of external adsorbed ions and atoms on the secondary electron of metals* (*Physica*, 6, 1939, p. 941).

21. R. Warnecke et M. Lortie, *Relations entre le coefficient d'émission secondaire et le travail d'extraction électronique de surfaces métalliques* (*Bull. soc. franç. Phys.*, 412, 1938, p. 8).

22. R. Kollath, *Uber die Sekundärelektronenemission des Bergylliums* (*Ann. Phys.*, 33, 1938, p. 285-299).

23. G. Schneider, *Secondary emission of Beryllium* (*Phys. Rev.*, 54, 1938, p. 185-188).

24. R. Warnecke et M. Lortie, *Sur l'émission secondaire du béryllium* (*C. R. Acad. Sc.*, 208, 1939, p. 429).

25. H. Bruining, *Émission électronique secondaire* (*Rev. Techn. Philips*, 3, 1938, p. 80).

26. R. Suhrmann et W. Kundt, *Sur l'émission secondaire des films de métal pur à l'état ordonné et non ordonné. Pénétration des électrons secondaires* (*Zs. Phys.*, 120, 1943, p. 363-382).

27. H. Bruining, *Émission secondaire de métaux à faible travail de sortie* (*Physica*, 8, 1941, p. 1161).

28. N. Khlebnikoff, *Influence des gaz sur l'émission secondaire de certains métaux* (*Rev. Phys. Techn. U. R. S. S.*, 8, 1938, p. 994).

29. H. Salow, *Ueber den Sekündaremissionsfaktor elektronenbestrahler Isolatoren* (*Zs. techn. Phys.*, 21, 1940, p. 8).

30. H. Bruining et J. H. de Boer, *Compounds with a high capacity for secondary electron emission* (*Physica*, 6, 1939, p. 823).

31. G. Maurer, *Sekundärelektronenemission von Halbleitern* (*Zs. Phys.*, 118, 1941, p. 122-144).

32. M. Knoll, O. Hachenberg and J. Randmer, *Zur Mekanismus der Sekundärelektronenemission im Inneren von Ionenkristallen* (*Zs. Phys.*, 122, 1944, p. 137-162).

33. G. Weiss, *Ueber Sekundärelektronenvervielfacher* (*Fernsehen u. Tonfilm*, 7, 1936, p. 41).

34. P. Timofeev et A. Piatnitski, *Émission secondaire d'une électrode oxygène-césium* (*Phys. Zs. Soviet*, 10, 1936, p. 518).

35. N. Khlebnikoff-Korshunova, *Émission secondaire des surfaces complexes* (*J. Techn. Phys. U. R. S. S.*, 8, 1938, p. 500).

36. P. Timofeev, *Der Mechanismus der Sekundärelektronenemission von zusammengesetzten Oberflächen* (*Phys. Ber.*, 23, 1942, p. 1070).

37. P. Timofeev and A. Piatnitzki, *Die Sekundärelektronenemission von O-Cs Prallplatten bei verschiedenen Stromdichten* (*Phys. Ber.*, 23, 1942, p. 1072).

38. A. Frimer, *J. Techn. Phys. U. R. S. S.*, 10, 1940, p. 395.

39. F. Trey, *Sekundärelektronenausbeute* (*Phys. Zs.*, 44, 1943, p. 38).

40. P. Timofeev and R. Aranovitch, *Die Sekundärelektronenemission von Barium und Magnesium* (*Phys. Ber.*, 23, 1942, p. 1072).

41. R. Aranovitch, *Appareils électroniques à émission secondaire* (*Bull. Acad. Sc. U. R. S. S.*, 8, 1944, p. 346-351).

42. M. A. POMERANTZ, *Magnetron cathodes* (*P.I.R.E.*, 1946, p. 903 et 910).

43. J. P. BLEWETT, *J. Appl. Phys.*, 10, 1939, p. 676.

44. N. MORGULIS and A. NAGORSKY, *Techn. Phys. U. R. S. S.*, 5, 1938, p. 848.

45. M. A. POMERANTZ, *Secondary electron emission from oxide-coated cathodes* (*J. Franklin Inst.*, 241, 1946, p. 415-433; 242, 1946, p. 41-61); *The temperature dependence of secondary electron emission from oxide-coated cathodes* (*Phys. Rev.*, 70, 1946, p. 33-40).

46. W. E. DANFORTH, *OSRD Report. Contract OEMS-358*, octobre 1945.

47. H. FROHLICH, *Elektronentheorie der Metall*, p. 91 (1 vol., Springer, Berlin, 1936).

48. R. KOLLATH, *Neuere Untersuchungen über die Sekundärelektronenemission von Legierungen* (*Fernsehen u. Tonfilm*, 1941, p. 13).

49. R. WARNECKE, Brevet français S. F. R. n° 824.365; *voir* aussi WARNECKE et BRIOT, Brevet français S. F. R. n° 845.087.

50. G. GILLE, *Die Sekundärelektronenemission von* Bi-Be *Legierungen* (*Zs. Techn. Phys.*, 9, 1941, p. 228-232).

51. G. MASING et O. DAHL, *Siemens Konz.*, 8, 1929, p. 211.

52. I. MATTHES, *Untersuchungen über Sekundärelektronenemission von verschiedenen Legierungen* (*Z. Techn. Phys.*, 9, 1941, p. 232-236).

53. G. MASING and O. DAHL, *Siemens Konz.*, 8, 1929, p. 94.

54. H. LE BOITEUX, *Recherches sur les alliages à coefficient d'émission secondaire élevé* (*Rev. Techn. C.G.C.T.-L.M.T.*, 1, 1941, p. 21-51).

55. Brevet italien Marelli, n° 372.631.

56. FRIEDHEIM and G. WEISS, *Sekundäremissionausbeute von Silber-Magnesium Legierungen* (*Naturwiss.*, 29, 1941, p. 777).

57. V. K. ZWORYKIN, J. E. RUEDY et E. W. PIKE, *Un alliage argent-magnésium à haute émission secondaire* (*J. Appl. Phys.*, 12, 1941, p. 697).

58. Z. BAY, *Zs. Phys.*, 117, 1941, p. 221.

59. H. RAUDENBUSCH, *Einige Untersuchungen zur technischen Verwendung sekundäremittierenden Schichten* (*Zs. Techn. Phys.*, 9, 1941, p. 237-239).

60. R. WARNECKE, *Sur quelques réalisations modernes et sur quelques conceptions récentes de tubes électroniques pour la réception et l'émission des ondes électroniques ultra-courtes* (*Bull. Soc. franç. Électr.*, 7, 1947, p. 81-94).

61. D. E. WOOLDRIDGE, *Theory of secondary emission* (*Phys. Rev.*, 56, 1939, p. 562).

SUR LES EFFETS DE CHARGE D'ESPACE DANS LES TUBES A MODULATION DE VITESSE A GROUPEMENT PAR GLISSEMENT [1]

PAR R. WARNECKE, P. GUÉNARD ET C. FAUVE.

Laboratoire de Recherches « Tubes électroniques » de la Compagnie Générale de Télégraphie sans Fil.

SOMMAIRE. — *Les auteurs étudient le cas du klystron à deux cavités, fonctionnant comme amplificateur à rendement élevé et à gain moyen; posant certaines hypothèses relatives aux dimensions du tube de glissement, à la constitution du faisceau électronique, à la focalisation magnétique et à la modulation de vitesse initiale, ils obtiennent une formule approchée, représentant la composante fondamentale du courant électronique, successivement dans les deux cas où le faisceau est infiniment large ou transversalement limité.*

Introduction.

Cet exposé concerne les tubes électroniques où la modulation de vitesse se transforme en modulation de densité par « glissement » du faisceau d'électrons dans un espace protégé des actions extérieures par un étui métallique [2].

Le fonctionnement de ces tubes est basé sur la formation progressive de « paquets » d'électrons à partir d'un faisceau initialement homogène. A l'issue du « modulateur de vitesse », constitué par un champ haute fréquence longitudinal d'étendue limitée, les électrons tendent en effet, sous l'action des variations de vitesse qui leur ont été imprimées, à se grouper autour des électrons de vitesse non modifiée, précédés d'électrons plus lents et suivis d'électrons plus rapides.

A ce rassemblement provoqué par la modulation de vitesse, s'opposent les effets de répulsion mutuelle, qui tendent à maintenir les électrons écartés et qui sont d'autant plus intenses que la densité électronique initiale est plus élevée. Ainsi, les différences de vitesse imposées par le champ haute fréquence du modulateur ne peuvent se conserver dans l'espace de glissement, comme l'admet la théorie du rassemblement cinématique, l'apparition de variations locales de densité électronique entraînant l'existence de forces qui tendent à freiner les électrons rapides et à accélérer les électrons lents. L'étude dans de telles conditions, de la formation des paquets d'électrons à l'intérieur de l'électrode métallique qui entoure le faisceau, pose un problème compliqué, qu'il semble difficile de résoudre théoriquement d'une manière complète dans le cas général. Des hypothèses simplificatrices sont nécessaires, qui ne peuvent prétendre correspondre d'une manière acceptable aux phénomènes réels que dans certains cas particuliers.

L'un de ces cas est celui du klystron à deux cavités, quand il fonctionne comme amplificateur à rendement élevé et à gain moyen. Les auteurs développent ici la solution correspondante, qui semble fournir encore une bonne approximation pour certains oscillateurs de puissance.

Problème réel et hypothèses préliminaires.

Les klystrons à deux cavités employés comme amplificateurs et comme autooscillateurs présentent habituellement la symétrie de révolution autour de l'axe du faisceau électronique. L'espace de glissement est entouré par un cylindre métallique à section circulaire et est limité dans le sens de la

---

(1) Communication présentée le 29 avril 1947 au cours du Cycle de Conférences sur les ondes électromagnétiques centimétriques organisé à l'Institut Henri-Poincaré, par M. Louis de Broglie.

(2) *Voir* pour exemple les articles cités sous [1] et [2].

longueur, d'un côté par le champ H. F. modulateur, et de l'autre côté par le champ H. F. de prélèvement d'énergie. Ces champs apparaissent entre des grilles matérielles comme dans le cas de la figure 1, ou

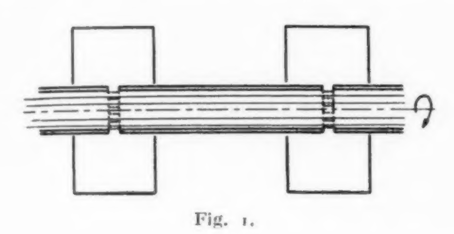


Fig. 1.

bien « débordent » de fentes pratiquées dans un conducteur cylindrique comme le schématise la figure 2 [3].

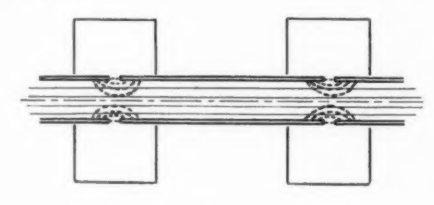


Fig. 2.

Dans le premier cas, l'espace de glissement est à peu de chose près limité par des grilles, tandis que dans le second les champs H. F. y pénètrent sur une distance appréciable; dans ce deuxième cas comme dans le premier, le diamètre du tube de glissement est en général petit vis-à-vis de la longueur d'onde (le plus souvent ce rapport n'atteint pas 1/10).

Cette condition, résultant dans les deux cas de la nécessité de pouvoir incorporer les espaces de modulation et de prélèvement d'énergie dans des cavités de bonne qualité et de grande impédance [4], est de plus imposée dans le deuxième cas par la nécessité de restreindre le débordement des champs H. F., ce débordement agissant, comme on le sait [3], de façon défavorable sur l'échange d'énergie entre le champ et le faisceau.

Cette circonstance amène, d'elle-même, une simplification importante. En effet, dans un tube de diamètre aussi petit, les champs créés, par exemple par une charge placée à l'intérieur du tube, ne s'étendent pratiquement que dans un domaine dont toutes les dimensions sont petites vis-à-vis de la longueur d'onde. Ceci, ajouté au fait que la vitesse des électrons est petite vis-à-vis de la vitesse de la lumière, permet de traiter le problème de l'action mutuelle de deux charges situées à l'intérieur du tube de glissement sur les bases de l'électrostatique, cette action mutuelle devenant négligeable lorsque la distance des deux charges est de l'ordre de grandeur du diamètre du tube.

Le faisceau électronique injecté dans cet espace est, en l'absence de modulation de vitesse, soumis aux effets de sa propre charge d'espace qui tendent à le faire diverger. On est ainsi conduit, soit à compenser cette divergence naturelle par une convergence préalable obtenue par une optique convenable, soit à maintenir le faisceau parallèle grâce à un champ magnétique longitudinal d'intensité suffisante.

Nous ne considérons dans la suite que le cas d'un tube de glissement limité par des grilles supposées équipotentielles, et traversé par un faisceau électronique rectiligne maintenu cylindrique par un champ magnétique parallèle à l'axe (1), la méthode indiquée pouvant d'ailleurs être étendue à d'autres cas si l'on admet des calculs beaucoup plus laborieux.

Dans le cas considéré, les effets de charge d'espace dus aux électrons se traduisent, en l'absence de toute modulation, par une répartition de potentiel possédant un creux sur l'axe [5]. Cette répartition de potentiel introduit entre les électrons du centre du faisceau et les électrons périphériques, une différence de vitesse, qui se traduit, lorsque le faisceau est modulé, par un déphasage entre l'axe et les bords du faisceau. Cet effet, évalué dans des cas pratiques, est de peu d'importance [6].

Il faut d'ailleurs remarquer que ces effets sont, en fait, réduits par la présence dans le tube d'ions positifs qui tendent à se rassembler au sein du faisceau électronique et à compenser naturellement la charge d'espace négative. Comme un calcul simple peut le montrer [7], la charge d'espace négative présente dans un faisceau électronique non modulé, peut en effet être neutralisée presque complètement, même pour des pressions très faibles, par la charge d'espace positive due aux ions libérés par le choc des électrons contre les molécules du gaz résiduel. Dès qu'existe une mise en paquets d'origine H. F., les ions positifs ne pouvant suivre les champs H. F. à cause de leur masse élevée, il existe des régions (celles comprises entre les paquets) où il y a « surneutralisation », tandis que dans d'autres régions (voisinage des paquets) la neutralisation est incom-

(1) Ceci impose que le faisceau soit déjà parallèle à l'entrée dans le tube de glissement, une divergence initiale ne pouvant pratiquement plus être corrigée ensuite comme le montre un travail effectué dans ce Laboratoire par W. Kleen, travail qui sera publié prochainement.

plète; on doit donc admettre, lorsque la densité électronique varie rapidement au cours du temps en un point que la compensation ne peut influencer que la valeur moyenne de cette densité. En négligeant les recombinaisons vraisemblablement fréquentes sur les bords, ce qui exagère encore sans doute l'importance attribuée à la densité des ions positifs dans le faisceau, on est ainsi conduit à une deuxième simplification importante : on admet que, en tout point, la densité moyenne de la charge d'espace est nulle, c'est-à-dire que la *compensation de la charge d'espace moyenne du faisceau électronique, par les ions positifs, est complète tout le long du faisceau.*

Notations. — Les longueurs l et les temps t n'intervenant dans ce calcul que par l'intermédiaire des expressions $\frac{\omega l}{v_0}$ et ωt, qui représentent des angles de transit, nous écrirons dès le début l et t, pour les longueurs et les temps mesurés en angles de transit.

Les différentes longueurs qui interviennent sont :

a, rayon du faisceau;
b, rayon de l'électrode métallique;
l, longueur de l'espace de glissement.

Nous rapporterons d'autre part les potentiels à V_0, tension d'accélération des électrons à l'entrée du système, les vitesses à la vitesse v_0 correspondante, les densités à ρ_0, $(-\rho_0)$ représentant la densité électronique initiale, et nous poserons

$$\Omega^2 = 4\pi \frac{e}{m} \rho_0.$$

Si v_1 représente la profondeur de modulation de vitesse, nous poserons

$$\delta = v_1 l \qquad \text{(degré de rassemblement)}$$

et

$$h_0^2 = \frac{\Omega^2}{\omega^2 v_1^2},$$

ω représentant la pulsation de l'oscillation H. F.

Avec ces notations l'équation de Poisson prend la forme

$$\Delta V = 2 \frac{\Omega^2}{\omega^2} \rho$$

et l'équation du mouvement d'un électron

$$\ddot{z} = \frac{1}{2} \frac{dV}{dz}.$$

Principe de la méthode utilisée et hypothèses essentielles.

On se heurte à de grandes difficultés dans la résolution du problème général, la source de ces difficultés étant le caractère non linéaire des équations fondamentales. On peut redonner à ces équations un caractère linéraire en supposant que toutes les grandeurs alternatives sont petites vis-à-vis des composantes continues correspondantes. C'est ce qu'ont fait Webster [8], Hahn [9], Ramo [10] et plus récemment Feenberg et Feldman [11]. On limite implicitement ainsi l'étude au cas des amplificateurs à rendement très faible, mais le cas, plus important pratiquement, des tubes de puissance échappe à l'analyse.

Dans ce dernier cas, on peut essayer de résoudre le problème en corrigeant par approximations successives les résultats de la théorie du rassemblement cinématique; on modifie alors le mouvement des électrons tel que le fournit la théorie cinématique, en tenant compte des forces exercées par la répartition des charges calculée en négligeant les effets de répulsion mutuelle des électrons. La complexité des calculs ne permet pas de dépasser cette première approximation, qui a été traitée dans un cas particulier, au cours d'une publication antérieure [12]. Cette méthode d'approximations successives s'applique mal au cas du petit signal, où les effets de charge d'espace apportent une modification profonde à la théorie du rassemblement cinématique. On se propose ici d'échapper aux limitations de ces deux méthodes, en ne gardant essentiellement que l'hypothèse d'une *faible profondeur de modulation de vitesse.* Cette hypothèse entraîne que la *formation des paquets se fait lentement.* Nous supposerons, de façon plus précise, que si la densité en un point z au temps t est représentée par

$$(1) \quad \rho = 1 + \rho_1(z)\cos(t - z) + \rho_2(z)\cos 2(t - z) + \ldots;$$

les fonctions $\rho_1(z)$, $\rho_2(z)$ varient assez lentement pour qu'on puisse négliger leurs variations sur l'intervalle $z - b$, $z + b$, intervalle dans lequel sont pratiquement compris les électrons dont l'action est notable au point d'abscisse z.

Ceci nous permet de remplacer, pour ses actions au point z et au temps t, le faisceau réel par une répartition de charges infiniment étendue suivant l'axe et y possédant une répartition périodique. En fait, ce remplacement n'est plus possible dans la région voisine de la sortie du tube de glissement : là, en effet, il y a une variation rapide des actions de charge d'espace. Ce changement est dû aux charges images dans la grille qui ferme le tube, ou, dans le cas de tubes sans grille, à la modification profonde de la structure du faisceau, imposée par l'action du champ alternatif de prélèvement d'énergie. L'effet de bout correspondant aura relativement peu

d'importance si la zone perturbée est de faible dimension devant la zone non perturbée; ceci sera le cas en faisant l'hypothèse complémentaire que la *longueur l du tube de glissement est grande vis-à-vis de son rayon b*.

Si l'on se déplace alors le long du tube avec la même vitesse que les électrons, accompagnant ainsi un paquet d'électrons au cours de sa formation, on voit que, dans le cadre des hypothèses faites, on peut remplacer le problème réel par le problème suivant :

Dans un tube métallique de rayon b se trouvent deux répartitions de charges, *une répartition de charges positives immobiles de rayon a, de densité* ρ_0, *et une répartition de charges négatives mobiles, constituée par des électrons, ayant à l'instant* $t = 0$ *une densité* $-\rho_0$ *et une répartition périodique de vitesses.* Nous nous limiterons ici au cas où les charges négatives ne peuvent exécuter que des mouvements longitudinaux, la répartition des vitesses initiales étant sinusoïdale. En modifiant les conditions initiales, on voit que le même modèle permet d'étudier le cas d'une focalisation électrostatique, avec grilles ou sans grilles (ce dernier cas nécessitant l'introduction de vitesses radiales pour tenir de l'effet de lentille du champ de modulation [13]), le cas d'une modulation de vitesse non sinusoïdale, etc.

Étude du cas où le faisceau est infiniment large.

Si ce cas limite s'écarte beaucoup du domaine des applications pratiques, il a l'avantage de conduire à des calculs simples et de mettre en évidence la forme des résultats et le paramètre caractéristique de ces effets de charge d'espace.

Nous supposerons que la répartition des vitesses initiales est représentée par :

$$v(0) = -v_1 \sin z_0. \tag{2}$$

z_0 représentant l'abscisse initiale d'un électron. Avec cette distribution initiale de vitesses les paquets se forment autour des plans $z = 0$, 2π, 4π, ... Ces plans, ainsi que les plans intermédiaires $z = \pi$, 3π, 5π, ..., sont par symétrie des plans de potentiel constant, et de champ constamment nul. La seule variable d'espace est z et l'équation de Poisson se réduit à :

$$\frac{d^2V}{dz^2} = 2\frac{\Omega^2}{\omega^2}(\rho - 1). \tag{3}$$

L'équation du mouvement d'un électron s'écrit, avec les notations utilisées :

$$\ddot{z} = \frac{1}{2}\frac{dV}{dz} = \frac{\Omega^2}{\omega^2}\int_0^z (\rho - 1)\,dz, \tag{4}$$

$\int_0^z \rho\,dz$ représente les électrons contenus dans la tranche $(0, z)$ à l'instant t. Tant qu'il n'y a pas eu chevauchement de trajectoires électroniques, ces électrons étaient contenus à l'instant initial dans la tranche $(0, z_0)$, et avec cette restriction l'équation (4) s'écrit :

$$\ddot{z} = \frac{\Omega^2}{\omega^2}(z_0 - z) \tag{5}$$

qui donne :

$$\dot{z} = -v_1 \sin z_0 \cos\frac{\Omega}{\omega}t. \tag{6}$$

$$z - z_0 = -\frac{v_1\omega}{\Omega}\sin z_0 \sin\frac{\Omega}{\omega}t. \tag{7}$$

Dans ces formules, t représente, en revenant au problème primitif, l'espace parcouru par un électron de vitesse égale à la vitesse moyenne, c'est-à-dire l'abscisse dans le tube de glissement. En introduisant dans la formule (7) le degré de rassemblement, on obtient :

$$z = z_0 - \sin z_0 \frac{\sin h_0\delta}{h_0}, \tag{8}$$

ce qui montre qu'on passe du cas du rassemblement cinématique au cas présent en remplaçant simplement δ par $\frac{\sin h_0\delta}{h_0}$. La composante fondamentale du courant électronique sera donc donnée dans ce cas par :

$$\rho_1 = 2J_1\left(\frac{\sin h_0\delta}{h_0}\right). \tag{9}$$

La théorie du petit signal, qui suppose ρ_1 petit, correspond donc à l'approximation :

$$\rho_1 = \frac{\sin h_0\delta}{h_0}, \tag{10}$$

valeur donnée par Webster [8].

Le chevauchement des trajectoires électroniques apparaît lorsque $\frac{dz_0}{dz} = 0$, c'est-à-dire lorsque :

$$\frac{\sin h_0\delta}{h_0}\cos z_0 = 1. \tag{11}$$

Si $\frac{\sin h_0\delta}{h_0}$ est constamment inférieur à l'unité, c'est-à-dire si $h_0 > 1$, il ne peut y avoir de chevauchement, et l'expression (9) est valable quel que soit δ. Si, au contraire, h_0 est inférieur à l'unité, le

chevauchement se produit pour la valeur δ_m de δ définie par :

$$\delta_m = \frac{1}{h_0} \operatorname{arc} \sin h_0. \qquad (12)$$

δ_m passe donc de 1 à $\frac{\pi}{2}$ lorsque h_0 croît de 0 à 1. La validité de la formule (9) est alors limitée aux valeurs de δ inférieures à δ_m [1]. Cette discussion peut être résumée en disant que la formule (9) est valable tant que ρ_1 ne dépasse pas $2\,J_1(1)$, c'est-à-dire 0,88.

Sur la figure 3 on a porté ρ_1 en fonction de δ, et également en traits interrompus $\frac{\sin h_0 \delta}{h_0}$. On a figuré en trait mixte le segment de la droite $\rho_1 = 0{,}88$

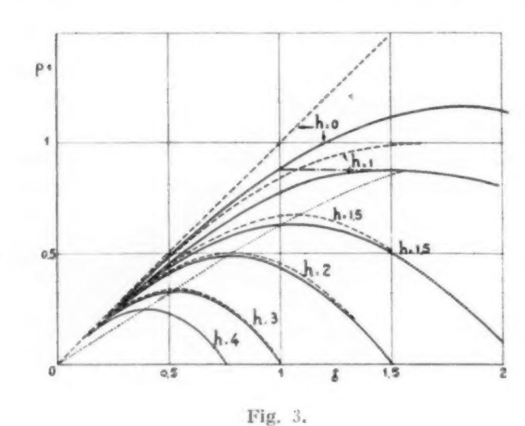


Fig. 3.

qui, pour $h_0 < 1$ représente la limite de validité de la formule (9), et en pointillé la courbe qui joint les premiers maxima de ρ_1 pour $h_0 > 1$ et qui limite la zone pratiquement intéressante de ces courbes. On voit sur cette figure que, pour $h_0 > 2$, on peut avec une bonne approximation remplacer ρ_1 par $\sin h_0 \delta / h_0$, valeur à laquelle conduit la théorie du petit signal.

Étude du cas où le faisceau est transversalement limité.

Nous supposons maintenant que le faisceau a un rayon fini a, et qu'il est entouré d'une électrode métallique de rayon b. La répartition de la charge d'espace dépend alors, non seulement de z, mais également de la distance à l'axe r. La condition de répartition initiale des vitesses étant la même que dans le cas précédent, on peut écrire :

$$\rho = 1 + \rho_1(r, t) \cos z + \rho_2(r, t) \cos 2z + \ldots. \qquad (13)$$

Nous nous intéresserons plus particulièrement à la valeur moyenne de ρ_1 (t, r) dans la section du faisceau :

$$\overline{\rho_1}(t) = \frac{2}{a^2} \int_0^a \rho_1(t, r)\, r\, dr. \qquad (14)$$

Pour calculer la répartition du potentiel, qui possède le même caractère de périodicité que ρ, nous décomposerons l'espace intérieur au tube métallique en deux régions : 1° la région intérieure au faisceau où V satisfait à l'équation de Poisson :

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r \frac{\partial V}{\partial r}\right) + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 2\,\frac{\Omega^2}{\omega^2}(\rho - 1). \qquad (15)$$

2° La région comprise entre le faisceau et la paroi métallique, où le potentiel satisfait à l'équation de Laplace :

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r \frac{\partial V}{\partial r}\right) + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 0, \qquad (16)$$

ces potentiels devant satisfaire à la condition $V_2 = 0$ pour $r = b$ et aux conditions de continuité à la limite des régions 1 et 2.

En appelant Φ_n une intégrale particulière de l'équation :

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r \frac{\partial \Phi_n}{\partial r}\right) - n^2 \Phi_n = \rho_n, \qquad (17)$$

on trouve ainsi pour l'expression du potentiel à l'intérieur du faisceau (région 1) :

$$V_1 = 2\,\frac{\Omega^2}{\omega^2} \sum_1^{\infty}{}_n \left\{ \Phi_n(r) - \frac{I_0(nr)}{I_0(na)} \times \left[F_n\, \Phi_n(a) + \frac{G_n}{n}\, \Phi'_n(a) \right] \right\} \cos nz, \qquad (18)$$

où l'on a posé, pour abréger :

$$F_n = \frac{K_1(na)\, I_0(nb) - K_0(nb)\, I_1(na)}{K_1(na)\, I_0(na) - K_0(na)\, I_1(na)}\, \frac{I_0(na)}{I_0(nb)}, \qquad (19)$$

$$G_n = \frac{I_0(na)\, K_0(nb) - I_0(nb)\, K_0(na)}{I_0(na)\, K_1(na) - I_1(na)\, K_0(na)}\, \frac{I_0(na)}{I_0(nb)}, \qquad (20)$$

I_0, I_1, K_0, K_1 représentant les fonctions de Bessel modifiées. L'équation du mouvement d'un électron s'écrit en introduisant t par l'intermédiaire du degré de rassemblement $\delta = v_1\, t$:

$$\frac{d^2 z}{d\delta^2} = -h_0^2 \sum_1^{\infty}{}_n\, n \left\{ \Phi_n(r) - \frac{I_0(nr)}{I_0(na)} \times \left[F_n\, \Phi_n(a) + \frac{G_n}{n}\, \Phi'_n(a) \right] \right\} \sin nz, \qquad (21)$$

---

[1] Ces résultats, qui ont la même allure que ceux prévus par L. Brillouin [14], en diffèrent par suite de l'hypothèse de la présence d'ions positifs dans le faisceau.

avec les conditions initiales

$$(22) \qquad \rho_n = 0, \qquad \frac{dz}{d\delta} = -\sin z_0 \qquad \text{pour} \quad \delta = 0.$$

L'abscisse z d'un électron est fonction de son abscisse initiale z_0 et de δ. Comme il est connu, les composantes ρ_n du courant électronique modulé en densité peuvent s'exprimer par les équations :

$$(23) \qquad \rho_n = \frac{1}{\pi}\int_0^{2\pi} \cos nz \, dz_0.$$

Les équations (17), (21), (23), jointes aux conditions initiales (22), permettent de déterminer les ρ_n. Le calcul a été fait en développant $z - z_0$ en série de Fourier des $\sin nz_0$, et les coefficients α_n de ce développement en série de puissances de δ. De même les ρ_n ont été développés en série de puissances de δ.

La validité du calcul est, comme dans l'exemple précédent, limitée à la valeur de δ qui fait apparaître un chevauchement des trajectoires électroniques. Du fait que les effets de dégroupement décroissent du centre du faisceau jusqu'aux bords, tant parce que le faisceau est transversalement limité, que par la présence des charges induites sur les parois de l'électrode métallique, le chevauchement apparaît d'abord sur les bords du faisceau. C'est donc pour $r = a$ qu'il y a lieu de déterminer la valeur δ_m de δ pour laquelle il se produit un entrecroisement des trajectoires. Lorsque $b/a = 1$, c'est-à-dire lorsque le faisceau lèche les parois de l'électrode métallique, les effets de dégroupement sont nuls aux bords du faisceau, et l'on a $\delta_m = 1$ quel que soit h_0. La figure 4 représente δ_m en fonction d'un paramètre h qui

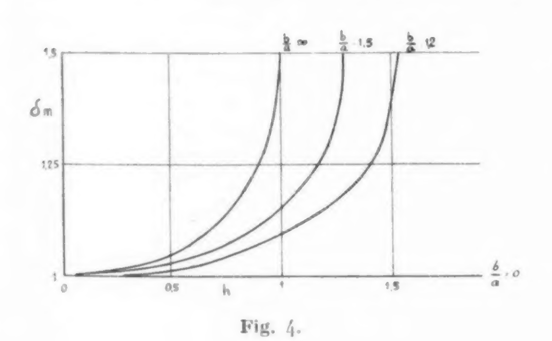


Fig. 4.

sera défini par la suite, pour des petites valeurs de a.

Cette condition fournit donc une première limitation au domaine de variation de δ, limitation correspondant aux petites valeurs de h. Si, d'autre part, on se limite au premier maximum de $\overline{\rho_1}(\delta)$, il en résulte une autre limitation du domaine de variation de δ, qui intervient lorsque h est plus grand. L'ensemble de ces deux limitations permet de restreindre les développements en série de puissances de δ à un petit nombre de termes. Le calcul montre qu'on obtient une bonne approximation en se limitant aux termes en δ^5, et que le résultat peut alors se mettre sous la forme :

$$(24) \qquad \overline{\rho_1}(\delta) = 2J_1\left(\frac{\sin h\delta}{h}\right) + (\varepsilon_1 h^2 + \varepsilon_2 h^4)\frac{\delta^5}{120},$$

avec

$$(25) \qquad h^2 = h_0^2\left[1 - \frac{2I_1(a)}{aI_0(a)}F_1\right];$$

ε_1 et ε_2 sont des fonctions de a et $\frac{b}{a}$ représentées sur les figures 5 et 6. Le terme correspondant est, dans

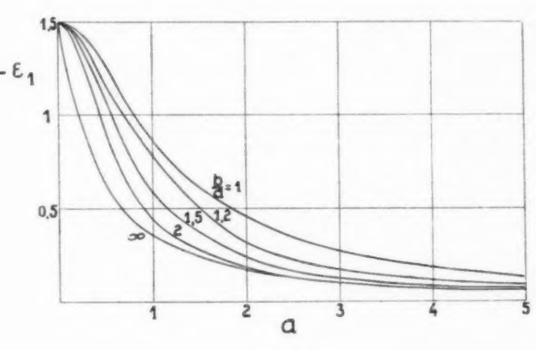


Fig. 5.

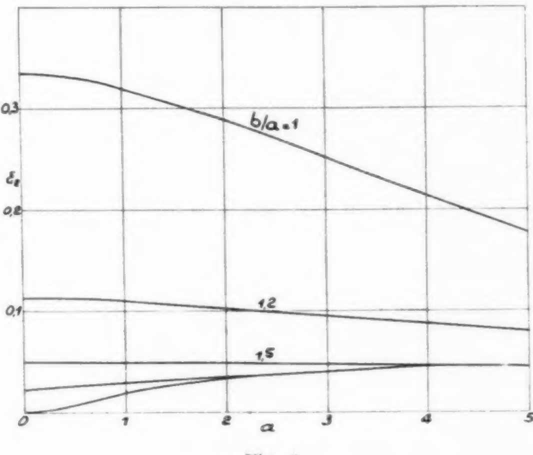


Fig. 6.

la zone limitée des valeurs de δ que nous avons considérée, petit et pratiquement négligeable. On

a par exemple représenté en trait plein sur la figure 7 les courbes $2\,J_1\left(\frac{\sin h\,\delta}{h}\right)$ en fonction de δ pour diverses valeurs de h, et en traits interrompus les valeurs de $\bar{\rho}_1(\delta)$ dans le cas limite $a = 0$, $\frac{b}{a} = 1$,

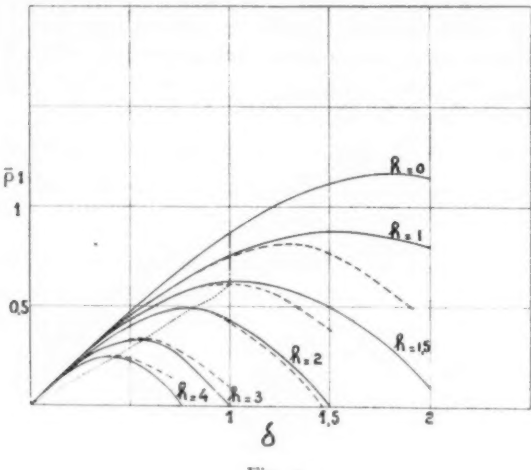


Fig. 7.

qui correspond aux écarts maxima. La zone des δ est limitée d'une part par $\delta = 1$, d'autre part par les maxima des courbes $\rho_1(\delta)$. On voit que dans cette zone les écarts des deux formules sont négli-

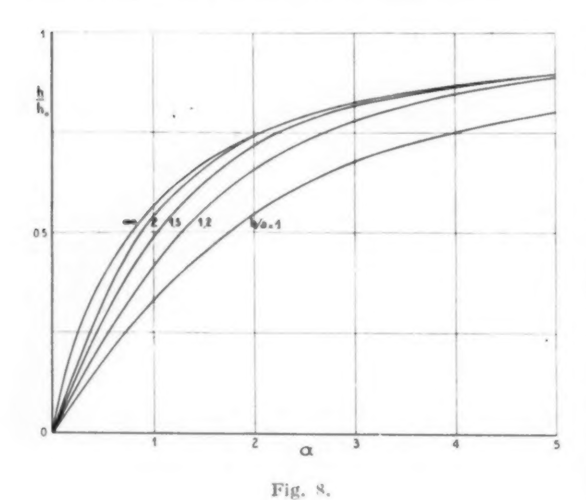


Fig. 8.

geables. On peut donc pratiquement adopter pour $\bar{\rho}_1(\delta)$ l'expression approchée :

$$\bar{\rho}_1(\delta) = 2\,J_1\left(\frac{\sin h\,\delta}{h}\right). \tag{26}$$

La valeur obtenue pour $\rho(\delta)$ est alors formellement la même que celle donnée par l'équation (9) dans le cas d'un faisceau transversalement infini. Le facteur h_0 qui, dans cette dernière équation, mesure les effets de la charge d'espace est remplacé par un facteur h, plus petit que h_0, et qui dépend des dimensions du faisceau et de l'électrode qui l'entoure. Ce facteur est, comme on peut le prévoir, d'autant plus petit que le rayon a du faisceau et le rapport $\frac{b}{a}$ des rayons de l'électrode et du faisceau sont plus petits. La figure 8 représente le rapport $\frac{h}{h_0}$ en fonction de a, pour diverses valeurs de b.

Conclusion.

La présente étude conduit, pour la représentation de la composante fondamentale du courant électronique obtenu par le rassemblement des électrons en paquets sous les influences antagonistes d'une modulation de vitesse initiale et de la charge d'espace, à une formule approchée simple. Cette formule a été obtenue avec les hypothèses suivantes :

1° Diamètre du tube de glissement petit vis-à-vis de la longueur d'onde;

2° Présence dans le faisceau d'ions positifs annulant la charge d'espace moyenne;

3° Focalisation magnétique parfaite;

4° Longueur du tube de glissement grande vis-à-vis de son diamètre;

5° Modulation de vitesse initiale de faible profondeur.

Ces dernières hypothèses peuvent être assez mal vérifiées dans le cas d'amplificateurs ou d'oscillateurs de puissance. Il faut d'ailleurs observer que, dans ce cas, la théorie usuelle du rassemblement cinématique qui est basée sur la dernière des hypothèses faites ici, cesse également d'être valable. Le résultat obtenu englobe les résultats déjà publiés sur la même question, et en particulier le calcul par approximations successives déjà cité [12], et qui correspond au cas particulier b infini et à des valeurs relativement petites de h, et les résultats que l'on peut tirer de la théorie de Hahn [9] et de Ramo [10], et qui, appliqués au problème étudié ici, redonnent, par une transformation convenable, le développement en série de $\rho_1(\delta)$ pour de grandes valeurs de h (petit signal), c'est-à-dire en ne conservant que les termes en $h^{2p}\delta^{2p+1}$.

Cette étude retrouvant le cas du petit signal comme cas limite pour h très grand, permet de

déterminer à partir de quelle valeur de h, la théorie du petit signal constitue une approximation acceptable. Cette valeur de h est voisine de 2. Pour les oscillateurs et amplificateurs de puissance, les valeurs de h sont en général de l'ordre de grandeur de l'unité, et la théorie du petit signal appliquée à ces tubes conduirait à des résultats grossiers. Dans ce cas, au contraire, les effets de charge d'espace se manifestent plutôt comme une correction à la théorie du rassemblement cinématique, qui peut jouer le rôle d'une première approximation.

Ces deux cas se trouvent rassemblés dans les amplificateurs à grand gain comportant deux espaces de rassemblement successifs (amplificateurs « cascade »). Dans le premier espace, où la profondeur de modulation est très petite, la théorie du petit signal s'applique correctement. Dans le deuxième espace, qui correspond à une valeur de h voisine de l'unité, on peut utiliser, pour un calcul approché du tube, les résultats de la théorie cinématique. On trouve par exemple, pour un tube particulier, fonctionnant sur 10 cm et dont on fait varier la puissance d'entrée de 1 à 10 mW des valeurs de h qui, dans le premier espace de rassemblement, varient de 30 à 7, et dans le deuxième espace de rassemblement de 2 à 0,5.

BIBLIOGRAPHIE.

1. R. Warnecke, *R. G. E.*, 49, juin 1941, p. 381.
2. R. Warnecke, *Bulletin S. F. É.*, juin 1942, p. 237.
3. R. Warnecke, *Annales de Radioélectricité*, juillet 1945; *Onde électrique*, août et septembre 1945.
4. R. Warnecke, *Annales de la Radiodiffusion*, janvier 1944.
5. P. Guénard, *J. de Physique*, mars 1945.
6. P. Guénard, *Onde électrique*, mars 1947.
7. L. M. Field, K. Spangenberg et R. Helm, *Electrical Communication*, mars 1947, p. 108.
8. D. L. Webster, *Journ. of Applied Physics*, 10, décembre 1939, p. 864.
9. W. C. Hahn, *General Elec. Review*, 1er juin 1939.
10. S. Ramo, *Physical Review*, 1er août 1939.
11. E. Feenberg et D. Feldman, *Journ. of Applied Physics*, 17 décembre 1946, p. 1025.
12. R. Warnecke, J. Bernier et P. Guénard, *J. de Physique*, mai et juin 1943.
13. P. Guénard, *Annales de Radioélectricité*, avril et juillet 1946.
14. L. Brillouin, *Physical Review*, 70, 3 et 4, p. 187, 1er et 15 août 1946.

THÉORIE CINÉMATIQUE DE L'ÉCHANGE D'ÉNERGIE ENTRE UN FAISCEAU ÉLECTRONIQUE ET UNE ONDE ÉLECTROMAGNÉTIQUE

PAR O. DŒHLER ET W. KLEEN.

Laboratoire de Recherches « Tubes Électroniques » de la Compagnie Générale de Télégraphie sans Fil.

SOMMAIRE. — *Cet article est relatif à une théorie cinématique de l'interaction d'un faisceau électronique et d'une onde électromagnétique se propageant dans un guide.*

Les auteurs déterminent d'abord le courant électronique alternatif, résultant de l'interaction du faisceau électronique et du vecteur électrique de l'onde progressive; de l'étude du transfert d'énergie, ils déduisent l'existence de trois ondes se propageant dans la même direction que le faisceau électronique; ils calculent ensuite le gain de puissance dans un guide homogène sans atténuation et avec atténuation. L'étude de quelques dispositifs particuliers (guide plan ou cylindrique partiellement rempli d'un diélectrique) montre enfin que la théorie cinématique et les conséquences qu'on en tire sont compatibles avec les équations de Maxwell.

Introduction.

L'étude de l'interaction entre un faisceau électronique et un champ électrique alternatif peut être faite par deux méthodes différentes :

1° La considération cinématique. Elle est basée sur les équations de mouvement des électrons dans un champ électrique et sur l'étude du groupement des électrons. Comme première approximation on y néglige l'influence de la charge d'espace.

2° Une considération qui se base sur la conception des ondes électromagnétiques et des ondes électroniques se propageant dans un guide. On cherche alors quelles compressions et dilatations de la charge d'espace, variant périodiquement avec le temps et le parcours, sont compatibles avec les équations de Maxwell, ces ondes électroniques étant liées à des ondes électromagnétiques. L'étude de l'interaction entre ces deux types d'ondes nous conduit alors à l'échange de puissance entre celles-ci.

Nous pouvons voir des exemples caractéristiques de l'application de ces deux conceptions dans la théorie du klystron, de la première par exemple dans les publications de B. L. Webster, R. Warnecke et J. Bernier [1], de la seconde dans les travaux de S. Ramo et W. C. Hahn [2]. Ce fait se répète en ce qui concerne l'étude des tubes à propagation d'onde [3]. J. Bernier a développé une théorie [4] relevant des conceptions indiquées au 2°. Cette théorie montre pour un tel tube l'existence de quatre ondes électromagnétiques, chacune d'elles liée à une onde électronique.

L'exposé suivant s'occupe de la théorie cinématique de l'interaction entre un faisceau électronique et une onde électromagnétique progressive, phénomène le plus important dans le comportement d'un tube à propagation d'onde. Tout d'abord nous déterminons le courant électronique alternatif engendré par l'interaction entre le faisceau électronique et le vecteur électrique de l'onde progressive, selon la méthode bien connue de la théorie du klystron; à cause de l'échange d'énergie, le vecteur électrique dépend du courant; cette relation est étudiée d'une manière générale. Le transfert de puissance active produit une variation de la partie réelle, l'échange de puissance réactive une variation de la partie imaginaire de la constante de propagation de l'onde par rapport à celles de l'onde libre (c'est-à-dire de l'onde en l'absence du courant électronique).

L'examen du transfert de puissance nous conduit à l'existence de trois ondes se propageant dans la même direction que le faisceau électronique, l'ampli-

tude de l'une d'entre elles étant fortement amplifiée et devenant nettement supérieure à celles des autres après un parcours suffisamment grand.

Hypothèses.

Nous considérerons un dispositif dans lequel une onde électromagnétique se propage dans un guide droit. L'onde possède un vecteur électrique E dans la direction z de l'axe du guide. La vitesse de propagation de l'onde est $v = \frac{\omega}{k}$. Un faisceau électronique se meut dans le guide avec une vitesse v_0 du même ordre de grandeur que v et seulement dans la direction de propagation de l'onde, c'est-à-dire du vecteur $\vec{E}$. Il n'y a pas de dispersion du faisceau, les trajectoires des électrons sont rectilignes et parallèles à l'axe, supposition réalisée en pratique par une focalisation magnétique intense [1]. La section du faisceau est si petite qu'on peut admettre $\vec{E}$ constant dans toute la section. La valeur de $\vec{E}$ est si petite que les variations des vitesses des électrons engendrées par $\vec{E}$ sont petites devant v_0 et v, supposition qui restreint les résultats de l'étude suivante à des petits signaux.

Principales notations.

E_0, E_1, champ électrique (amplitude).
V_0, tension d'accélération des électrons.
v_0, vitesse des électrons.
τ, temps de transit des électrons.
ω, pulsation.
$k_e = \frac{\omega}{2\pi v_0}$,
$\mathcal{J}$, courant continu.
$Z_0 = \frac{V_0}{\mathcal{J}}$, impédance du faisceau.
v, vitesse de propagation de l'onde libre.
$\beta = \gamma - jk$, constante de propagation de l'onde libre ($\gamma < 0$).
$\bar{v}$, vitesse de propagation de l'onde forcée.
$\Gamma = \bar{\gamma} - j\bar{k}$, constante de propagation de l'onde forcée.
γ_0, valeur de $\bar{\gamma}$ pour $\gamma = 0$.
$\Delta k = k - k_e$,
$\rho = 1 - \frac{v_0}{\bar{v}}$, désaccord relatif de vitesse entre l'onde forcée et les électrons.
$\bar{P}$, moyenne dans le temps de la puissance traversant le guide.
$R = \frac{E_1^2}{2\bar{P}}$,
l, longueur du guide.
G_1, gain de puissance pour $\gamma = 0$, mesuré en db.
G, gain de puissance pour $\gamma \neq 0$, mesuré en db.

I. — Expression du courant électronique alternatif.

Le champ électrique de l'onde se propageant vers z est donné par

$$E = E_0 e^{j\omega t_0} e^{(j\omega\tau + \Gamma z)}, \tag{1}$$

ωt_0 étant la phase de l'onde au temps $\tau = 0$ et à $z = 0$, ω la fréquence angulaire et

$$\Gamma = \bar{\gamma} - j\bar{k} \tag{2}$$

la constante de propagation complexe de l'onde. Si $\bar{\gamma} > 0$, l'amplitude de l'onde croît avec z.

Le faisceau électronique entre dans l'onde à $z = 0$. Alors nous obtenons pour l'accélération d'un électron

$$\frac{d^2 z}{d\tau^2} = \eta E_0 e^{j\omega t_0} e^{j\omega\tau + \Gamma z}, \qquad \eta = \frac{e}{m}. \tag{3}$$

En supposant E_0 très petit, nous pouvons introduire dans l'équation (3) pour τ le temps de transit des électrons en l'absence de champ alternatif

$$\tau = \frac{z}{v_0} = \frac{z}{\sqrt{2\eta V_0}}, \tag{4}$$

où v_0 est la vitesse des électrons et V_0 la tension continue le long du parcours des électrons. Alors

$$\frac{d^2 z}{d\tau^2} = \eta E_0 e^{j\omega t_0} e^{\xi\tau} \tag{5}$$

avec

$$\xi = j\omega + \Gamma v_0 \tag{6}$$

est l'accélération au temps τ d'un électron entré dans l'onde avec la phase ωt_0. Comme $\frac{dz}{d\tau} = v_0$ pour $\tau = 0$

$$\frac{dz}{d\tau} = v_0 + \frac{\eta}{\xi} E_0 e^{j\omega t_0}(e^{\xi\tau} - 1) \tag{7}$$

et comme $z = 0$ pour $\tau = 0$

$$z = v_0\tau + \frac{\eta}{\xi} E_0 e^{j\omega t_0}\left(\frac{1}{\xi} e^{\xi\tau} - \tau - \frac{1}{\xi}\right). \tag{8}$$

Posons $t = t_0 + \tau$. Alors le courant électronique alternatif i au point z et au temps $t = t_0 + \tau$ se déduit de l'équation

$$\mathcal{J} + i = \mathcal{J}\frac{dt_0}{dt} = -\mathcal{J}\frac{\frac{\partial z}{\partial t}}{\frac{\partial z}{\partial t_0}}, \tag{9}$$

[1] Cette supposition est d'ailleurs nécessaire pour pouvoir exclure les possibilités d'une excitation et d'une propagation d'ondes avec vecteur électrique transversal participant au transfert d'énergie pour un faisceau avec dispersion.

$\mathfrak{J}$ étant le courant continu du faisceau. Il en résulte

$$(10)\quad \mathfrak{J}+i=\mathfrak{J}\frac{v_0+\frac{\eta_1}{\xi}E_0\,e^{j\omega t_0}\left\{e^{\xi(t-t_0)}-1\right\}}{\left\{\begin{array}{l}v_0+\frac{\eta_1}{\xi}E_0\,e^{j\omega t_0}\left\{e^{\xi(t-t_0)}-1\right\}\\ \quad -j\omega\frac{\eta_1}{\xi}E_0\,e^{j\omega t_0}\left\{\frac{1}{\xi}e^{\xi(t-t_0)}-(t-t_0)-\frac{1}{\xi}\right\}\end{array}\right\}}.$$

En supposant $\frac{\eta_1 E_0}{\xi v_0} < 1$, il s'ensuit

$$(11)\qquad i=\mathfrak{J}\,j\omega\frac{\eta_1}{\xi v_0}E_0\,e^{j\omega(t-\tau)}\left(\frac{1}{\xi}e^{\xi\tau}-\tau-\frac{1}{\xi}\right),$$

où τ est introduit au lieu de $t-t_0$. En combinant l'équation (11) avec les équations (4) et (6), nous aurons

$$(12)\qquad i=\mathfrak{J}\,j\omega\frac{\eta_1 E_0}{v_0(j\omega+\Gamma v_0)^2}\times\left\{e^{j\omega t-\Gamma z}-\left(1+\frac{j\omega+\Gamma v_0}{v_0}z\right)e^{j\omega\left(t-\frac{z}{v_0}\right)}\right\}.$$

Posons

$$(13)\qquad \rho=1-\frac{v_0}{\bar v}=1-\frac{v_0\,\bar k}{\omega}.$$

ρ rapporte la vitesse de phase $\bar v$ de l'onde électromagnétique forcée à la vitesse v_0 des électrons. Pour $v_0 > \bar v$ on a $\rho < 0$.

Pour obtenir la partie réelle de i il faut tenir compte du caractère complexe de $\Gamma=\bar\gamma-j\bar k$. Appelons la partie réelle de i également i, sans erreur possible, et nous obtenons pour celle-ci l'expression suivante :

$$(14)\qquad i=\mathfrak{J}\frac{\omega\eta_1 E_0}{v_0(\bar\gamma^2 v_0^2+\omega^2\rho^2)^2}(A+B+C+D)$$

avec

$$(15)\quad\left\{\begin{array}{l}A=+2\omega\rho\bar\gamma v_0\,e^{+\bar\gamma z}\cos(\omega t-\bar k z),\\ B=-(\bar\gamma^2 v_0^2-\omega^2\rho^2)\,e^{+\bar\gamma z}\sin(\omega t-\bar k z),\\ C=\left\{\frac{\omega\rho z}{v_0}(\bar\gamma^2 v_0^2-\omega^2\rho^2)\right.\\ \qquad\qquad \left.-2(1+\bar\gamma z)\,\omega\rho\bar\gamma v_0\right\}\cos\omega\left(t-\frac{z}{v_0}\right),\\ D=\left\{(1+\bar\gamma z)(\bar\gamma^2 v_0^2-\omega^2\rho^2)\right.\\ \qquad\qquad \left.+2\omega^2\rho^2\bar\gamma z\right\}\sin\omega\left(t-\frac{z}{v_0}\right).\end{array}\right.$$

Quelle est la signification des termes A, B, C et D dans l'équation (15) ? Quant aux termes C et D, il s'agit de courants dont les phases vis-à-vis du champ électrique varient avec z. Ce sont des ondes électroniques se propageant avec une vitesse de propagation égale à celle des électrons eux-mêmes et dont les amplitudes sont linéaires en z. Mais nous avons à tenir compte du fait que notre dispositif est un système couplé, le couplage étant entre le courant électronique et le champ électromagnétique. Ce sont les deux équations (12) et (21) qui décrivent ce couplage dans une forme déjà intégrée. Les termes C et D sont des solutions du système homogène adjoint. La théorie des équations différentielles linéaires de systèmes couplés nous apprend qu'il y a lieu de s'intéresser aux seules solutions particulières de l'équation avec second membre. Donc les termes C et D doivent disparaître de la suite du calcul, quelle que soit la valeur de γ.

Les termes A et B sont les solutions particulières. Ils représentent des ondes électroniques se propageant avec des vitesses de phase $\bar v=\frac{\omega}{\bar k}$, et avec des amplitudes qui dépendent exponentiellement de z. A correspond à un courant watté, B à un courant déwatté. L'existence de A signifie un échange de puissance active, celle de B un échange de puissance réactive entre le courant électronique et l'onde électromagnétique. Un transfert de puissance réactive correspond à une influence du courant électronique alternatif sur la vitesse de phase de l'onde électromagnétique. Il y a transfert de puissance active du courant électronique à l'onde si $A < 0$ (courant en opposition de phase avec E). L'amplitude de l'onde croît avec z si $\bar\gamma > 0$. Pour que $i < 0$ dans le premier terme A de l'équation (15), ρ doit être négatif. Il s'ensuit immédiatement que l'amplification d'une onde électromagnétique par l'interaction avec un faisceau électronique n'est possible que si la vitesse des électrons est plus grande que celle de l'onde.

II. — Bilan de puissance.

Regardons encore une fois plus exactement le mécanisme physique de fonctionnement du tube. A l'entrée un courant électronique continu pénètre dans le guide. Un générateur (par exemple une antenne) produit en même temps une onde électromagnétique qui, en l'absence de courant électronique, aurait la constante de propagation $\beta=\gamma-jk$ (γ négatif). Par l'intéraction entre le courant électronique continu et l'onde, un courant électronique alternatif est engendré qui n'est cependant pas en phase avec le champ électrique de l'onde. Par l'accélération ou par le freinage de ce courant alternatif par l'intermédiaire du champ électrique axial de l'onde, une puissance apparente est produite et transférée dans l'une ou dans l'autre direction. La partie active de cette puissance apparente amène γ à la valeur $\bar\gamma$, la partie réactive produit une variation de k à $\bar k$. La puissance active est

partiellement consommée par les pertes du guide. La variation de k correspond à une variation de la vitesse de propagation de l'onde électromagnétique.

Nous appelons :

— dP la puissance apparente cédée par le courant électronique le long du parcours dz;

$+ dP_1$ la puissance apparente consommée par le guide le long du parcours dz et dont la partie active correspond aux pertes du guide;

$+ dP_2$ l'accroissement, le long du parcours dz, de la puissance apparente qui se propage dans la direction de l'onde qui a engendré cet accroissement.

Ayant supposé, par l'équation (1), que la propagation de l'onde ne se faisait que dans la direction des z positifs, il n'y a pas lieu de considérer un accroissement dP_3 qui pourrait se propager dans la direction des z négatifs. Cette hypothèse de l'exclusion d'une onde se propageant vers les z négatifs est d'ailleurs compatible, comme nous le verrons sur un exemple particulier au paragraphe IV, avec les équations de Maxwell.

D'après la loi de la conservation de l'énergie, nous obtenons

$$dP + dP_1 + dP_2 = 0, \tag{16}$$

cette équation étant valable aussi bien pour les parties actives que pour les parties réactives.

La moyenne dans le temps $\overline{P}$ de la puissance traversant la section du guide et le champ électrique axial E_1 sont liés par la relation générale

$$\overline{P} = \frac{1}{R}\,\frac{E_1^2}{2}; \tag{17}$$

R dépend des dimensions et des propriétés (ε, μ) du guide et a la dimension d'une impédance par centimètre carré. La valeur numérique de R reste provisoirement indéterminée; nous nous en occuperons plus loin (§ IV) et montrerons de plus que R ne dépend de $\mathfrak{J}$ qu'à une approximation supérieure.

Pour dP_2 nous obtenons, en tenant compte de l'équation (17),

$$P_2 = \frac{E_0^2}{R}\, e^{+2\gamma_i z} \cos^2(\omega t - \bar{k} z), \tag{18}$$

$$dP_2 = \frac{E_0^2}{R}\, e^{+2\gamma_i z} \Big\{ 2\bar{\gamma}_i \cos^2(\omega t - \bar{k} z) + 2\bar{k} \cos(\omega t - \bar{k} z) \sin(\omega t - \bar{k} z) \Big\}\, dz. \tag{19}$$

De façon analogue il s'ensuit pour dP_1

$$dP_1 = \frac{E_0^2}{R}\, e^{+2\gamma_i z} \Big\{ -2\gamma_i \cos^2(\omega t - \bar{k} z) - 2 k \cos(\omega t - \bar{k} z) \sin(\omega t - \bar{k} z) \Big\}\, dz, \tag{20}$$

$\beta = \gamma - jk$ étant la constante de propagation de l'onde libre. Pour dP on obtient, d'après les équations (14) et (15),

$$dP = E\,i\,dz = E_0^2 e^{+2\gamma_i z} \times \Big\{ M \cos^2(\omega t - \bar{k} z) + N \cos(\omega t - \bar{k} z) \sin(\omega t - \bar{k} z) \Big\}\, dz, \tag{21}$$

avec

$$M = +2\mathfrak{J}\,\frac{\eta\omega^2\rho\gamma_i}{(\gamma_i^2 v_0^2 + \omega^2\rho^2)^2}, \tag{22}$$

$$N = -\mathfrak{J}\,\frac{\eta\omega(\gamma_i^2 v_0^2 - \omega^2\rho^2)}{v_0(\gamma_i^2 v_0^2 + \omega^2\rho^2)^2}. \tag{23}$$

Dans les équations (19-21) le terme en $\cos^2(\omega t - kz)$ représente la puissance active, le terme en $\cos(\omega t - kz)$ $\sin(\omega t - \bar{k}z)$ la puissance réactive. En combinant ces équations avec l'équation (16) nous obtenons

$$\frac{MR}{2} - \gamma + \bar{\gamma}_i = \mathfrak{J}R\,\frac{\eta\omega^2\rho\gamma_i}{(\gamma_i^2 v_0^2 + \omega^2\rho^2)^2} - \gamma + \bar{\gamma}_i(1 + m) = 0 \tag{24}$$

et

$$\frac{NR}{2} - k + \bar{k} = -\frac{\mathfrak{J}R}{2}\,\frac{\eta\omega(\bar{\gamma}_i^2 v_0^2 - \omega^2\rho^2)}{v_0(\gamma_i^2 v_0^2 + \omega^2\rho^2)^2} + \Delta k = 0, \tag{25}$$

où nous avons posé

$$\bar{k} - k = \Delta k. \tag{26}$$

Δk étant la variation de la partie imaginaire de la constante de propagation de l'onde vis-à-vis de l'onde libre.

Pour des petites valeurs de Δk la variation de la vitesse de phase est liée à celui-ci par

$$\Delta v = -\Delta k\,\frac{v}{k}, \tag{27}$$

v étant la vitesse de phase de l'onde libre.

Les équations (24) et (25) déterminent γ et Δk.

III. — Gain de puissance.

Nous appelons gain de puissance le rapport entre les deux puissances qui traversent deux sections du guide distantes de l'unité. Nous admettons que le guide est homogène et possède une impédance caractéristique indépendante de z. Alors le gain est donné par $G = e^{2\gamma_i}$, si $\gamma > 0$ représente la partie réelle de la constante de propagation d'une onde supérieure aux autres quant à son amplitude. En mesurant G en db nous aurons :

$$G = 8{,}7\,\bar{\gamma}_i\, l. \tag{28}$$

$\bar{\gamma}_i$ [cm^{-1}] représente alors le gain en db le long d'un parcours de $\frac{1}{8{,}7} = 0{,}12$ cm.

En cas d'existence de plusieurs ondes, le gain est déterminé par la somme de ces ondes.

La relation (28) ne nous donne pas directement le gain entre la sortie et l'entrée d'un tube dont la détermination exige des considérations supplémentaires quant aux conditions initiales. Nous déterminons plutôt par l'équation (28) le gain le long d'un parcours l d'un tube infiniment long.

a. Guide sans atténuation ($\gamma = 0$).

Pour un guide non atténué nous obtenons d'après les équations (24) et (25)

$$\gamma = -\mathcal{J}R\,\frac{\eta\omega^2\rho\bar{\gamma}}{(\gamma^2 v_0^2+\omega^2\rho^2)^2} \tag{29}$$

et

$$\Delta k = +\frac{\mathcal{J}R}{2}\,\frac{\eta\omega(\bar{\gamma}^2 v_0^2-\omega^2\rho^2)}{v_0(\bar{\gamma}^2 v_0^2+\omega^2\rho^2)^2}. \tag{30}$$

L'équation (29) possède une racine $\gamma = 0$, c'est-à-dire qu'il existe une onde dont l'amplitude n'est pas influencée par le courant électronique. D'après l'équation (30) il s'ensuit pour $\bar{\gamma} = 0$

$$\Delta k = -\frac{\mathcal{J}R}{2}\,\frac{\eta}{v_0\omega\rho^2}, \tag{31}$$

donc $k < 0$ et cette onde se propage plus vite que l'onde libre. Nous ne pouvons pas encore déterminer la valeur de ρ, c'est-à-dire la vitesse de cette onde par rapport à celle des électrons, $\gamma = 0$ étant une racine pour toutes les valeurs de ρ.

Nous obtenons deux autres valeurs réelles de $\bar{\gamma}$ en écrivant l'équation (29) dans la forme

$$\bar{\gamma} = \pm\left(\frac{2\pi}{\lambda_e}\right)\sqrt{-\rho^2+\sqrt{-\left(\frac{\lambda_e}{2\pi}\right)^2\frac{R}{2Z_0}\rho}}. \tag{32}$$

Nous avons introduit

$$\frac{\lambda_e}{2\pi} = \frac{v_0}{\omega},$$

$$\frac{\eta\mathcal{J}}{v_0^2} = \frac{\mathcal{J}}{2V_0} = \frac{1}{2Z_0};$$

λ_e est la longueur d'onde d'une onde électronique qui se meut avec la vitesse de propagation v_0 ou, pour $\rho = 0$ la longueur d'onde de l'onde électromagnétique, mesurée le long de l'axe du guide. Si $v_0 = \frac{c}{m}$ $(m > 1)$, nous obtenons en pratique (c'est-à-dire pour $|\rho| \ll 1$), $\lambda_e = \frac{1}{m}\lambda_0$, λ_0 étant la longueur d'onde dans l'espace libre.

Les deux racines pour $\bar{\gamma}$ de l'équation (32) sont de même valeur numérique mais de signes contraires. Elles décrivent donc l'existence de deux ondes se propageant vers $+z$ avec les mêmes vitesses, l'une étant amplifiée, l'autre atténuée. Les valeurs de ρ sont négatives, c'est-à-dire que ces ondes se propagent plus lentement que les électrons, résultat évident du point de vue énergétique pour l'onde avec $\bar{\gamma} > 0$.

Dans la figure 1 nous avons tracé $\bar{\gamma}\frac{\lambda_e}{2\pi} = f(\rho)$ pour différentes valeurs de $\frac{R}{2Z_0}\left(\frac{\lambda_e}{2\pi}\right)^2$. Nous avons les deux courbes pour $\bar{\gamma} > 0$ et $\bar{\gamma} < 0$ et l'abscisse

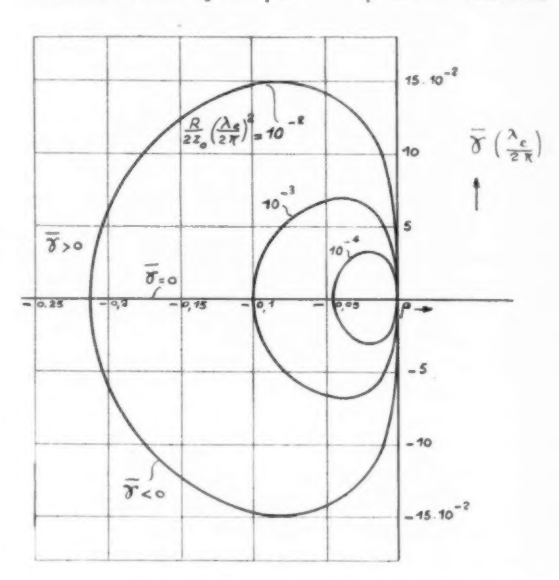


Fig. 1. — Partie réelle $\bar{\gamma}$ de la constante de propagation des ondes forcées en fonction de $\rho = \frac{\bar{v} - v_0}{\bar{v}}$, c'est-à-dire de la différence relative des vitesses des électrons et des ondes forcées pour une ligne de transmission sans atténuation.

pour $\bar{\gamma} = 0$. Nous nous intéressons surtout aux propriétés de l'onde fortement amplifiée. La valeur maximum du gain est obtenue pour

$$\rho = -\left\{\frac{1}{32}\,\frac{R}{Z_0}\left(\frac{\lambda_e}{2\pi}\right)^2\right\}^{\frac{1}{3}} = -\left\{\frac{1}{32}\,\frac{R}{Z_0}\,\frac{v_0^2}{\omega^2}\right\}^{\frac{1}{3}} \tag{33}$$

et a la valeur :

$$\gamma = \sqrt{3}\left(\frac{1}{32}\,\frac{2\pi}{\lambda_e}\,\frac{R}{Z_0}\right)^{\frac{1}{3}} = \sqrt{3}\left(\frac{1}{32}\,\frac{\omega}{v_0}\,\frac{R}{Z_0}\right)^{\frac{1}{3}}. \tag{34}$$

Cette valeur maximum est donc proportionnelle à la racine cubique du courant continu et du produit ωR, et inversement proportionnelle à $(v_0 V_0)^{\frac{1}{3}}$, c'est-à-dire inversement proportionnelle à la racine carrée de la tension continue.

En pratique, les courbes de la figure 1 sont difficilement applicables, ρ représentant une grandeur qui n'est pas une constante pour un tube donné. A cause de ce fait nous avons introduit par l'intermédiaire des équations (29) et (30), au lieu de $\rho = 1 - \frac{v_0}{v}$, la grandeur $\frac{v_0}{v} - 1$, v_0 étant la vitesse des électrons, v la vitesse de phase de l'onde libre, c'est-à-dire de l'onde non perturbée par le courant électronique et donc une constante pour un tube donné. ρ et $\frac{v_0}{v}$ sont liés par la relation

$$\rho = 1 - \frac{v_0}{v} - \frac{\Delta k}{k}, \tag{35}$$

où $\frac{\Delta k}{k} = f(\rho)$ peut être déterminé d'après l'équation (30).

Dans la figure 2 nous avons tracé $\bar{\gamma}$ et ρ en fonction de $\frac{v_0}{v} - 1$ pour $\gamma = 0$, $\frac{R}{2Z_0}\left(\frac{\lambda_c}{2\pi}\right)^2 = 10^{-4}$ et pour les trois ondes déjà mentionnées. L'onde avec $\bar{\gamma} = 0$

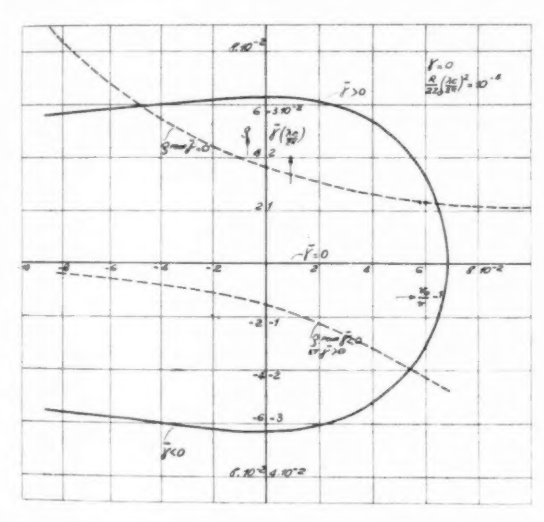


Fig. 2. — Partie réelle $\bar{\gamma}$ de la constante de propagation des ondes forcées et leurs différences de vitesse vis-à-vis de celle des électrons pour une ligne de transmission sans atténuation ($\gamma = 0$) en fonction de la différence relative des vitesses de l'onde libre et des électrons.

est représentée par l'abscisse et cette onde possède toujours une valeur de $\rho > 0$, elle se meut donc avec une vitesse de phase plus grande que celle des électrons. Le maximum du gain ($\gamma > 0$) est obtenu pour $\frac{v_0}{v} - 1 = 0$, c'est-à-dire pour une vitesse des électrons égale à la vitesse de l'onde libre. Alors l'onde amplifiée a une vitesse plus petite que l'onde libre.

En ce qui concerne la bande passante, on peut étudier celle-ci assez simplement si la vitesse de l'onde libre v ne dépend pas de la fréquence, condition bien remplie dans le tube de J. R. Kompfner et R. Pierce avec une hélice comme ligne de transmission. Alors on peut déduire l'influence de la fréquence sur $\bar{\gamma}$ à partir de l'équation (34) donnant le maximum de l'amplification. Dans ce cas il s'ensuit immédiatement pour la bande passante relative $\frac{\Delta\omega}{\omega}$ (rapportée à une différence de 3 db aux bords)

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{9}{8,7\,\bar{\gamma}\,l}\,\frac{1}{1 + \frac{\omega}{R}\frac{dR}{d\omega}} = \frac{9}{G_1}\,\frac{1}{1 + \frac{\omega}{R}\frac{dR}{d\omega}}, \tag{36}$$

où G_1 est le gain du tube en db. La bande passante est donc d'autant plus grande que $\bar{\gamma}$, l et par suite G_1 sont plus petits. Des considérations analogues pour un tube avec un guide partiellement rempli d'un diélectrique matériel (*voir* IV *b*) ne peuvent être faites qu'à partir de l'équation (32) à cause de la variation de v avec ω. On trouve que le produit $\Delta\omega\, G_1$ devient plus petit que pour le tube ci-dessus, c'est-à-dire qu'on obtient ou bien un gain élevé pour petites largeurs de bandes ou grande largeur de bande pour petits gains.

b. Guide avec atténuation ($\gamma < 0$).

Nous écrivons l'équation (24) sous la forme

$$\gamma = \bar{\gamma}\left[1 + \frac{\left(\frac{\lambda_c}{2\pi}\right)^2 \rho R}{2Z_0\left\{\left(\frac{\bar{\gamma}\lambda_c}{2\pi}\right)^2 + \rho^2\right\}^2}\right]. \tag{37}$$

Dans la figure 3 nous avons tracé les racines réelles de $\bar{\gamma}$ pour $\rho < 0$, pour $\frac{R}{2Z_0}\left(\frac{\lambda_c}{2\pi}\right)^2 = 10^{-4}$ et différentes valeurs de γ. L'influence de γ sur $\bar{\gamma}$ est mieux compréhensible en introduisant, comme dans la figure 2, $\frac{v_0}{v} - 1$ au lieu de ρ. L'allure de $\bar{\gamma}$ pour l'onde fortement amplifiée en fonction de $\frac{v_0}{v} - 1$ est tracée dans la figure 4 qui est également valable pour $\frac{R}{2Z_0}\left(\frac{\lambda_c}{2\pi}\right)^2 = 10^{-4}$. Dans le voisinage du maximum $\bar{\gamma}$ ne dépend pas essentiellement de v_0, c'est-à-dire de la tension continue. Si γ croît, le maximum de $\bar{\gamma}$ se déplace de $v_0 = v$ à $v_0 < v$. En comparant les courbes pour $\gamma < 0$ avec celles pour $\gamma = 0$, on observe un fait intéressant : pour des valeurs de la tension continue pour lesquelles dans le cas de $\gamma = 0$ il n'existe plus d'onde amplifiée pour $\gamma < 0$ des ondes sont excitées qui sont faiblement amplifiées. L'amplification de ces ondes est

d'autant plus grande que $-\gamma$ est plus grand. Le fait le plus intéressant est que γ intervient non linéairement dans $\bar{\gamma}$. En faisant varier γ d'une

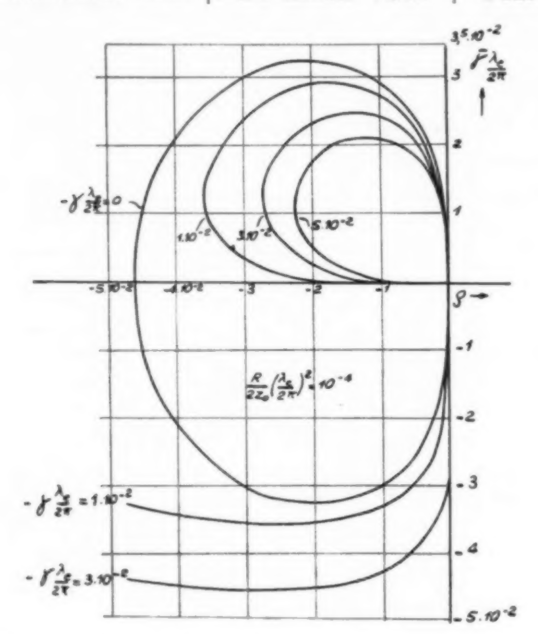


Fig. 3. — Partie réelle $\bar{\gamma}$ de la constante de propagation des ondes forcées en fonction de $\rho = \frac{v - v_0}{v}$, c'est-à-dire de la différence relative des vitesses des électrons et des ondes forcées pour une ligne de transmission avec atténuation ($\gamma < 0$).

quantité déterminée, $\bar{\gamma}$ varie seulement d'une quantité beaucoup plus petite.

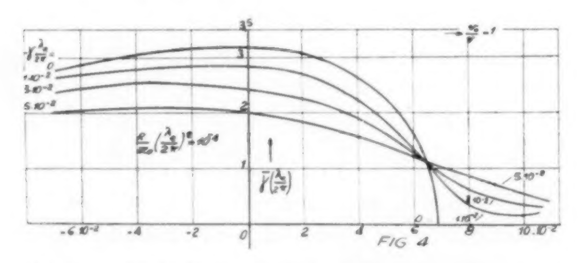


Fig. 4. — Partie réelle $\bar{\gamma}$ de la constante de propagation de l'onde amplifiée pour une ligne de transmission avec atténuation $\gamma < 0$ en fonction de la différence relative des vitesses de l'onde libre et des électrons.

En pratique l'équation (37) et les courbes comme celles de la figure 4 ne sont pas très appropriées à la détermination de $\bar{\gamma}$ pour des valeurs quelconques de γ et $\frac{R}{2Z_0}\left(\frac{\lambda_c}{2\omega}\right)^3$. Il est plus facile de partir des performances du tube pour $\gamma = 0$ (*voir* les équations 32 à 34) et d'examiner approximativement l'influence de γ sur $\bar{\gamma}$. On trouve, d'après l'équation (37), que l'introduction de l'atténuation γ produit une variation de $\bar{\gamma}$, donnée par

$$(38) \qquad \bar{\gamma} - \bar{\gamma}_0 = \frac{\gamma}{4}\left[1 + \frac{\rho^2}{\bar{\gamma}_0^2}\left(\frac{2\pi}{\lambda_c}\right)^2\right],$$

$\bar{\gamma}_0$ étant la valeur de $\bar{\gamma}$ pour $\gamma = 0$. Le signe de $\Delta\gamma = \bar{\gamma} - \bar{\gamma}_0 < 0$ est juste, γ étant négatif.

Dans le voisinage du maximum de $\bar{\gamma}$ on trouve, en vertu de (33) et (34), $\bar{\gamma} - \bar{\gamma}_0 = \frac{\gamma}{3}$, ce qui nous permet une bonne évaluation de l'influence de γ.

IV. — **Étude de dispositifs particuliers.**

a. Guide plan, partiellement rempli d'un diélectrique.

Par l'étude suivante, à partir des équations de Maxwell, nous voulons prouver que, pour un petit courant électronique et pour de petits signaux :

1° Dans l'équation (17), R, calculé pour un guide sans pertes, est une grandeur indépendante du courant et que la même constante R est valable aussi bien pour la puissance active que pour la puissance réactive.

2° Il n'existe pas de puissance se propageant vers les z négatifs.

Nous considérons un guide (*fig.* 5) dans lequel une onde E se propage dans la direction $+z$. Supposons que dans les directions x et z le guide soit infiniment étendu. Dans les plans $y = \pm a$ le guide est fermé par des plans parfaitement conducteurs. Entre $y = +a$ et $y = +b$ et entre $y = -a$ et $y = -b$ se trouve un diélectrique avec des

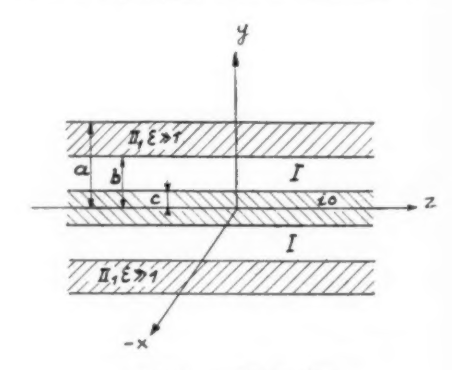


Fig. 5. — Guide plan.

pertes, la constante diélectrique étant $\varepsilon = \varepsilon' + j\varepsilon''$. Dans l'espace entre $y = +c$ et $y = -c$ un courant électronique $2i$ entre sous la forme d'un faisceau plat d'une largeur d. $i_0 = \frac{i}{d}$ est donc le courant entre $y = c$ et $y = 0$ par centimètre de largeur. Les électrons se meuvent avec une vitesse v_0, c est si petit que le champ électrique ne varie pas dans la section du faisceau. Nous avons :

$$(39)\quad \begin{cases} \operatorname{rot} \vec{E} = -j\omega\mu_0 \vec{H}, \\ \operatorname{rot} \vec{H} = \quad j\omega\varepsilon\varepsilon_0 \vec{E}, \end{cases}$$

avec les conditions aux limites

$$(40)\quad \begin{cases} E_{z\text{II}} = 0 & \text{pour} \quad y = \pm a, \\ \left.\begin{aligned} E_{z\text{I}} &= E_{z\text{II}} \\ E_{y\text{I}} &= \varepsilon E_{y\text{II}} \\ H_{x\text{I}} &= H_{x\text{II}} \end{aligned}\right\} & \text{pour} \quad y = \pm b, \\ H_x = i_0 & \text{pour} \quad y = \pm c; \end{cases}$$

$E_{y\text{I}}$, $E_{y\text{II}}$, $E_{z\text{I}}$, $E_{z\text{II}}$, etc., sont des champs dans les différents milieux, celui rempli du diélectrique matériel étant caractérisé par l'indice II. Seulement E_y, E_z, H_x sont différents de zéro pour le type d'onde excité. Nous obtenons

$$(41)\quad \begin{cases} \dfrac{\partial^2 E_y}{\partial y^2} + \varkappa^2 E_y = 0, \\ E_z = -\dfrac{1}{\Gamma}\dfrac{\partial E_y}{\partial y}, \\ H_x = -j\omega\dfrac{\varepsilon\varepsilon_0}{\Gamma} E_y, \end{cases}$$

où, dans le milieu I ($\varepsilon = 1$),

$$(42)\quad \varkappa_1^2 = \omega^2\varepsilon_0\mu_0 + \Gamma^2,$$

et dans le milieu II ($\varepsilon = \varepsilon$)

$$\varkappa_2^2 = \omega^2\varepsilon\varepsilon_0\mu_0 + \Gamma^2.$$

En tenant compte des conditions aux limites $y = \pm a$, nous obtenons dans le milieu II :

$$(43)\quad \begin{cases} E_z = +\dfrac{\varkappa_{\text{II}}}{\Gamma} E_{\text{II}} \sin\varkappa_{\text{II}}(y-a), \\ E_y = +E_{\text{II}}\cos\varkappa_{\text{II}}(y-a), \\ H_x = -j\omega\dfrac{\varepsilon\varepsilon_0}{\Gamma} E_{\text{II}}\cos\varkappa_{\text{II}}(y-a). \end{cases}$$

Les conditions aux limites $y = \mp c$ nous conduisent aux valeurs des champs dans le milieu I :

$$(44)\quad \begin{cases} E_z = -\dfrac{\varkappa_1}{\Gamma} E_1\left(\cos\varkappa_1 y + \dfrac{\sin\varkappa_1 c - S\cos\varkappa_1 c}{\cos\varkappa_1 c + S\sin\varkappa_1 c}\sin\varkappa_1 y\right), \\ E_y = E_1\left(\sin\varkappa_1 y + \dfrac{\sin\varkappa_1 c - S\cos\varkappa_1 c}{\cos\varkappa_1 c + S\sin\varkappa_1 c}\cos\varkappa_1 y\right), \end{cases}$$

où nous avons introduit, en utilisant la condition $H_{x,c} = i_0$, d'après l'équation (11)

$$(45)\quad S = \frac{\mathcal{I}\eta\varkappa_1}{d v_0\varepsilon_0(j\omega + \Gamma v_0)^2} = \frac{\mathcal{I}_0\eta\varkappa_1}{v_0\varepsilon_0(j\omega + \Gamma v_0)^2}.$$

Par les valeurs aux limites $y = \pm b$ nous obtenons

$$(46)\quad -\frac{\varkappa_{\text{II}}}{\varepsilon\Gamma}\operatorname{tg}\varkappa_{\text{II}}(b-a) = \frac{\varkappa_1}{\Gamma}\,\frac{\cos\varkappa_1 b + \dfrac{\sin\varkappa_1 c - S\cos\varkappa_1 c}{\cos\varkappa_1 c + S\sin\varkappa_1 c}\sin\varkappa_1 b}{\sin\varkappa_1 b + \dfrac{\sin\varkappa_1 c - S\cos\varkappa_1 c}{\cos\varkappa_1 c + S\sin\varkappa_1 c}\cos\varkappa_1 b}.$$

Cette équation nous permet de calculer Γ contenu dans $\varkappa_1$ et $\varkappa_{\text{II}}$. Le calcul doit être exécuté avec les suppositions suivantes :

$$(47)\quad \begin{cases} \varepsilon = \varepsilon' + j\varepsilon'' & \text{avec} \quad |\varepsilon| \gg 1 \quad \text{et} \quad \varepsilon'' \ll \varepsilon', \\ \Gamma = \bar{\gamma} - j\bar{k} & \text{avec} \quad \bar{\gamma} \ll \bar{k}, \\ S \ll 1. \end{cases}$$

De plus, nous posons

$$\varkappa_1 = \varkappa_1' + j\varkappa_1'' \qquad \varkappa_{\text{II}} = \varkappa_{\text{II}}' + j\varkappa_{\text{II}}''.$$

Comme $\varepsilon \gg 1$, on obtient

$$(48)\quad \varkappa_1 = \Gamma.$$

Nous pouvons déterminer les parties réelles et imaginaires de l'équation (46), et le membre droit de cette équation, en tenant compte de l'équation (47), est donné par l'expression

$$+\left[\bar{\gamma}(b-c) - \frac{2\mathcal{I}_0\eta\bar{k}\rho\omega\bar{\gamma}}{\varepsilon_0(\bar{\gamma}^2 v_0^2 + \omega^2\rho^2)^2}\{1 - \operatorname{cth}^2\bar{k}(b-c)\}\right] - j\left[\operatorname{cth}\bar{k}(b-c) + \frac{\mathcal{I}_0\eta\bar{k}(\bar{\gamma}^2 v_0^2 - \omega^2\rho^2)}{v_0\varepsilon_0(\bar{\gamma}^2 v_0^2 + \omega^2\rho^2)^2} \times \{1 - \operatorname{cth}^2\bar{k}(b-c)\}\right].$$

Le membre gauche de la même équation a, sous les mêmes suppositions, la forme

$$\frac{\varkappa_{\text{II}}'\operatorname{tg}\varkappa_{\text{II}}'(b-a)}{\varepsilon'\bar{k}}\left[+j - \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'}\left(-1 + p\,\frac{\omega^2\varepsilon'\varepsilon_0\mu_0}{2}\right) + \frac{\bar{\gamma}}{\bar{k}}(1 + p\bar{k}^2)\right],$$

avec

$$p = \frac{1}{\omega^2\varepsilon'\varepsilon_0\mu_0} + \frac{b-a}{\varkappa_{\text{II}}'\operatorname{tg}\varkappa_{\text{II}}'(b-a)} + \frac{(b-a)\operatorname{tg}\varkappa_{\text{II}}'(b-a)}{\varkappa_{\text{II}}'}.$$

L'égalité des parties réelles et des parties imaginaires nous conduit aux équations

$$(49)\quad \frac{\varkappa_{\text{II}}'\operatorname{tg}\varkappa_{\text{II}}'(b-a)}{\varepsilon'\bar{k}} = -\operatorname{cth}\bar{k}(b-c)\left[1 + \frac{\mathcal{I}_0\eta\bar{k}(\bar{\gamma}^2 v_0^2 - \omega^2\rho^2)}{v_0\varepsilon_0(\bar{\gamma}^2 v_0^2 + \omega^2\rho^2)^2} \times \{\operatorname{th}\bar{k}(b-c) - \operatorname{cth}\bar{k}(b-c)\}\right]$$

et

$$(50)\quad \left[\gamma(b-c) - \frac{2\mathfrak{J}_0 \eta k \rho \omega \gamma}{\varepsilon_0(\gamma^2 v_0^2 + \omega^2\rho^2)^2}\right]\left[1 - \mathrm{cth}^2 \bar{k}(b-c)\right]$$
$$= -\frac{\varkappa'_{II}\,\mathrm{tg}\,\varkappa'_{II}(b-a)}{\varepsilon' k}\left[\frac{\varepsilon''}{\varepsilon}\left(-1 + p\frac{\omega^2\varepsilon'\varepsilon_0\mu_0}{2}\right)\right.$$
$$\left. + \frac{\bar{\gamma}}{k}(1 + p\bar{k}^2)\right].$$

Regardons l'équation (49) et d'abord pour $\mathfrak{J}_0 = 0$. ε est très grand vis-à-vis de l'unité. De plus

$$\mathrm{cth}\,\bar{k}(b-c) > 1, \qquad \text{donc} \qquad \varepsilon'\mathrm{cth}\,\bar{k}(b-c) \gg 1.$$

Nous transformons l'expression $\dfrac{\varkappa'_{II}\,\mathrm{tg}\,\varkappa'_{II}(b-a)}{k}$ par l'introduction de la fréquence de coupure ω_c du guide

$$\varkappa'_{II} = \frac{\omega_c}{v},$$

$$k = \frac{\omega}{v}\sqrt{1 - \left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^2},$$

donc

$$\frac{\varkappa'_{II}}{k} = \frac{\omega_c}{\omega}\,\frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^2}} \approx 1 \quad \text{(en pratique)}.$$

Alors dans l'équation (49) $-\varkappa'_{II}\mathrm{tg}\,\varkappa'_{II}\,(b-a)$ doit être de l'ordre de grandeur de $\varepsilon' > 1$, donc

$$\varkappa'_{II}(a-b) \approx \frac{\pi}{2}.$$

Pour déterminer la variation Δk de la constante de phase par le courant électronique nous posons, comme dans l'équation (26),

$$\bar{k} = k + \Delta k,$$

avec $\Delta k < k$. Pour un courant i_0 petit et en raison de $\mathrm{tg}\,\varkappa'_{II}\,(a-b) > 1$, il résulte de l'équation (49) et avec $\mathfrak{J}_0 = \dfrac{\mathfrak{J}}{d}$

$$(51)\quad \Delta k = \frac{1}{2}\,\frac{\mathfrak{J}}{d}\,\frac{\eta\omega}{v_0}\,\frac{\gamma^2 v_0^2 - \omega^2\rho^2}{(\gamma^2 v_0^2 + \omega^2\rho^2)^2}$$
$$\times \frac{2\varkappa'^2_{II}}{\omega\varepsilon'\varepsilon_0 k(a-b)}\left[1 - \mathrm{th}^2 k(b-c)\right]$$

et sous les mêmes suppositions de l'équation (50)

$$(52)\quad -\bar{\gamma} + \gamma = +\frac{\mathfrak{J}\eta\omega^2\rho\gamma}{d(\gamma^2 v_0^2 + \omega^2\rho^2)^2}$$
$$\times \frac{2\varkappa'^2_{II}}{\omega\varepsilon'\varepsilon_0 k(a-b)}\left[1 - \mathrm{th}^2 k(b-c)\right].$$

La puissance s'écoulant à travers la section de la largeur d du guide peut être calculée par l'intermédiaire du vecteur de Poynting et est donnée par

$$(53)\quad \bar{P} = \frac{1}{4}\,\frac{\omega\varepsilon'\varepsilon_0}{k}\,d(a-b)\,E_{II}^2.$$

E_{II} étant la constante de l'équation (43). Dans cette équation nous avons négligé la puissance s'écoulant dans le vide vis-à-vis de celle transportée dans le diélectrique matériel. Nous pouvons introduire dans l'équation (53) au lieu de E_{II} le champ électrique E_{I_c} au point $y = \pm c$ dans la direction du faisceau en utilisant les équations (43), (44) et (46) et nous obtenons

$$(54)\quad E_{II}^2 = \frac{k^2}{\varkappa'^2_{II}}\,\frac{1}{1 - \mathrm{th}^2 k(b-c)}\,E_{I_c}^2.$$

Il s'ensuit :

$$(55)\quad \bar{P} = \frac{E_{I_c}^2}{2}\,\frac{\omega\varepsilon'\varepsilon_0 k(a-b)\,d}{2\varkappa'^2_{II}}\,\frac{1}{1 - \mathrm{th}^2 k(b-c)},$$

$$(56)\quad \frac{E_{I_c}^2}{2\bar{P}} = \frac{2\varkappa'^2_{II}\left[1 - \mathrm{th}^2 k(b-c)\right]}{\omega\varepsilon'\varepsilon_0 k(a-b)\,\mathrm{d}}.$$

Nous introduisons cette expression dans les équations (41) et (52) et en comparant l'équation (51) avec (25) et (52) avec (24) nous trouvons que les équations correspondantes sont identiques pour $\mathfrak{J}_0 = \dfrac{\mathfrak{J}}{d}$ et

$$(57)\quad R = \frac{E_{I_c}^2}{2\bar{P}} = \frac{2\varkappa'^2_{II}\left[1 - \mathrm{th}^2 k(b-c)\right]}{\omega\varepsilon'\varepsilon_0 k(a-b)\,d}.$$

Ce calcul prouve donc, que pour notre dispositif particulier, le bilan de puissance fait au paragraphe II est compatible avec les équations de Maxwell. La puissance entière, cédée par le courant électronique se propage donc dans la direction de l'onde qui a provoqué ce transfert d'énergie par changement des vitesses des électrons.

b. Guide cylindrique, partiellement rempli d'un diélectrique. — Le dispositif particulier du paragraphe *a* a été choisi de manière à conduire à des calculs relativement simples. Pour la réalisation d'un tube, ce dispositif particulier n'est que de petite importance. C'est pourquoi nous ajoutons le calcul de la constante R dans l'équation (17) pour un guide cylindrique, qui, d'après les résultats ci-dessus, peut être fait en supposant $\mathfrak{J} = 0$.

La section du guide cylindrique, partiellement rempli d'un diélectrique, est représentée dans la figure 6. Un point dans ce guide a les coordonnées ρ,

ρ, z. Alors le champ peut être calculé en utilisant la méthode de Bromwich-Borgnis [5].

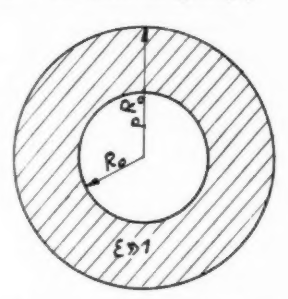


Fig. 6. — Guide cylindrique.

Les champs électriques et magnétiques sont donnés dans le vide par

$$(58)\quad \begin{cases} E_\rho = kAI_1(\varkappa_I\rho)\,e^{-kz+j\omega t}, \\ E_\varphi = 0, \\ E_z = \varkappa_I AI_0(\varkappa_I\rho)\,e^{-kz+j\omega t}, \\ H_\rho = 0, \\ H_\varphi = j\omega\varepsilon_0 AI_1(\varkappa_I\rho)\,e^{-kz+j\omega t}, \\ H_z = 0, \end{cases}$$

et dans le diélectrique

$$(59)\quad \begin{cases} E_\rho = k[BJ_1(\varkappa_{II}\rho) + CY_1(\varkappa_{II}\rho)]\,e^{-kz+j\omega t}, \\ E_\varphi = 0, \\ E_z = \varkappa_{II}[BJ_0(\varkappa_{II}\rho) + CY_0(\varkappa_{II}\rho)]\,e^{-kz+j\omega t}, \\ H_\rho = 0, \\ H_\varphi = j\omega\varepsilon\varepsilon_0[BJ_1(\varkappa_{II}\rho) + CY_1(\varkappa_{II}\rho)]\,e^{-kz+j\omega t}, \end{cases}$$

Dans ces équations nous avons appelé :

jk, la constante de propagation (dont la partie réelle est nulle à cause de pertes négligeables);

A, B, C, des constantes dont les valeurs peuvent être déterminées par les conditions aux limites;

J_0, J_1, Y_0, Y_1, respectivement les fonctions de Bessel et de Neumann d'ordre 0 ou 1;

I_0, I_1, les fonctions de Bessel modifiées de l'ordre 0 ou 1;

$$\varkappa_I^2 = k^2 + \omega^2\,\varepsilon_0\mu_0,$$
$$\varkappa_{II}^2 = k^2 + \omega^2\,\varepsilon\varepsilon_0\mu_0.$$

Les conditions aux limites pour $\rho = R_0$ et pour $\rho = p\,R_0$ nous conduisent à l'équation suivante :

$$(60)\quad \frac{I_1(\varkappa_I R_0)}{\varkappa_I R_0 I_0(\varkappa_I R_0)} = \frac{\varepsilon\left[Y_1(\varkappa_{II}R_0) - \dfrac{Y_0(\varkappa_{II}pR_0)}{J_0(\varkappa_{II}pR_0)}J_1(\varkappa_{II}R_0)\right]}{\varkappa_{II}R_0\left[Y_0(\varkappa_{II}R_0) - \dfrac{Y_0(\varkappa_{II}pR_0)}{J_0(\varkappa_{II}pK_0)}J_0(\varkappa_{II}R_0)\right]}.$$

La solution graphique de cette équation nous permet de calculer k et ensuite R pour différentes valeurs de p.

Pour $p = \frac{10}{3}$ nous avons obtenu

$$(61)\quad R = \frac{50}{\varepsilon^{\frac{3}{2}}}\,\frac{\lambda^2}{\left(\frac{10}{3}\right)^4 R_0^4}\,\frac{1}{\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2}} \times \frac{1}{I_0^2\left(\dfrac{\varepsilon^{\frac{1}{2}}R_0}{\lambda}\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2}\right)},$$

λ est la longueur d'onde, λ_c la longueur d'onde de coupure, toutes les deux mesurées en centimètres dans l'espace libre, R a la dimension $VA^{-1}cm^2$. Pour la même valeur de p, λ_c est donné par

$$(62)\quad \lambda_c = 2{,}25\,\frac{10}{3}\,\varepsilon^{\frac{1}{2}}R_0.$$

ANNEXE.

Pendant l'achèvement de cet exposé ont paru des travaux de J. R. Pierce [6] et de J. Bernier [4] sur la théorie du tube à propagation d'onde (1). Les méthodes du calcul sont différentes, les résultats sont concordants En plus des trois ondes se dirigeant vers $+z$, J. R. Pierce et J. Bernier indiquent encore une onde se dirigeant vers $-z$. Cette onde est également contenue dans notre calcul si l'on introduit $-\Gamma$ au lieu de $+\Gamma$ dans nos équations (1) et (12). Nous avons négligé *a priori* une propagation d'onde vers $-z$, considérant que de telles ondes ne contribuent à l'échange d'énergie que dans une mesure négligeable en raison de la grande valeur correspondante de ρ [*voir* l'équation (14)].

En outre les travaux mentionnés montrent que, en raison de l'équipartition du champ électrique d'entrée entre les trois ondes se propageant vers $+z$, le gain total s'abaisse de 9,6 db, c'est-à-dire qu'il vaut

$$G = 8{,}7\,l\left[\gamma - \frac{\gamma}{4}\left\{1 + \frac{\beta^2}{\gamma_0}\left(\frac{2\pi}{\lambda_e}\right)^2\right\}\right] - 9{,}6.$$

J. R. Pierce donne une relation dont on peut tirer la valeur numérique de R pour l'hélice. On obtient

$$R = 2\pi^2\left(\frac{c}{v}\right)^3\frac{1}{\lambda^2}[F(\gamma a)]^3,$$

λ étant la longueur d'onde dans l'espace libre,

(1) L'article de J. Bernier dans les *Annales de Radioélectricité* contenait quelques erreurs qui sont rectifiées dans celui de L'*Onde Électrique*.

$F(\gamma a)$ une fonction de $\gamma = \frac{\omega}{v}$ et du rayon a de l'hélice calculée par J. R. Pierce et tracée dans la figure 10 de sa publication. En utilisant la formule ci-dessus et les données du tube, on tire du calcul pour l'exemple indiqué par Pierce $G = 24,5$ db. La valeur mesurée est de 23 db.

Les auteurs désirent remercier MM. R. Warnecke et J. Bernier pour les conseils concernant cette étude.

BIBLIOGRAPHIE.

1. B. L. Webster, *Journ. Appl. Physics*, 10, 1939, p. 501. — R. Warnecke et Bernier, *Rev. gén. Electr.*, 51, 1942, p. 43.
2. S. Ramo, *Proc. Inst. Radio Eng.*, 27, 1939, p. 757; *Phys. Rev.*, 56, 1939, p. 276. — W. C. Hahn, *Gén. Électr. Rev.*, 42, 1939, p. 258 et 497.
3. R. Kompfner, *Wirel. World.*, 52, 1946, p. 369; *Proc. Inst. Radio Eng.*, 35, 1947, p. 124.
4. J. Bernier, *Ann. de Radioélectricité*, 2, janvier 1947, p. 87-101; *L'Onde Électrique*, juin 1947, p. 231-243.
5. *Voir* par exemple L. de Broglie, *Problèmes de propagations guidées des ondes électromagnétiques*, Paris, 1941, Gauthier-Villars.
6. J. R. Pierce, *Proc. Inst. Radio Eng.*, 35, 1947, p. 111. — J. R. Pierce et L. M. Field, *Proc. Inst. Radio Eng.*, 35, 1947, p. 108.

LE MICROSCOPE C. S. F. AU 6e CONGRÈS ANGLAIS DE MICROSCOPIE ÉLECTRONIQUE

Pendant l'année 1946, le Centre de Recherches Techniques de la **C. S. F.** a élaboré la construction d'un nouveau modèle de microscope électronique électrostatique. L'étude et les essais du prototype ont été faits au laboratoire d'Optique électronique par MM. P. Grivet et H. Bruck, avec la collaboration de MM. E. Regenstreif et F. Bertein.

Les plans de construction ont été établis d'après ces résultats par M. Vastel, ingénieur, et M. Blattmann, dessinateur projeteur.

La réalisation de la première série d'appareils a été menée à bien au service des Maquettes, sous la direction de MM. Bonne et Clerc, avec la collaboration de M. Gladieux, chef de l'atelier du laboratoire.

De nombreuses études de microscopie électronique ont déjà pu être effectuées en France grâce à ces appareils : les photographies qui suivent illustrent la participation directe de la C. S. F. à cet effort, par quelques résultats obtenus à la section C. S. F. de Microscopie électronique par MM. Bertein et Robillard.

Les développements scientifiques et techniques, dont on vient de résumer l'évolution, ont été présentés au public anglais par MM. P. Grivet, H. Bruck et F. Bertein, à l'occasion du 6e Congrès anglais de Microscopie électronique, à Londres, en deux conférences dont nous donnons ici le texte, que nous avons complété par quelques photographies plus récentes.

IMPROVEMENTS IN THE ELECTROSTATIC MICROSCOPE

By H. BRUCK and P. GRIVET,

Docteurs ès Sciences.

SOMMAIRE. — *This paper deals with the improvements in by the authors effected the French C. S. F. electrostatic electron microscope. After a general description of the unit, its performance and the means of obtaining better and more detailed images are indicated. Developments have to be made without losing one of the main advantages of the electrostatic type microscope : simplicity of operation. It is shown that this was achieved through reduction in size of the power unit, a new design of the control electrode (Wehnelt) and the anode and, finally, a focusing system involving no mechanical movement. The optical quality of the pictures leads the authors to the conclusion that " any further improvement lies in the lenses themselves ".*

During the last months, the work on the electrostatic type electron microscope has been steadily in progress with the purpose of improving its qualities in two respects. We wanted first to develop new lenses, and chiefly new objectives, giving finer images and this resulted in the research of the mechanical factors affecting the practical resolving power. These results will be reported later.

The other problem was : given a certain set of two lenses, obtain the best performances without spoiling what in our opinion is an important quality of the electrostatic model : the simplicity of use and the rusticity and reliability of the auxiliary equipment.

We shall first tell you about the apparatus in its present industrial realisation as it is built by the French Company C. S. F. Its general features were designed according to information gained by one year of operation of the two first prototypes in our laboratory and in the Institut Pasteur.

The size of the instrument remained unchanged, although the direct electronic magnification has been increased to twelve thousand instead of 5 thousand. The transparent windows were enlarged and now permit the binocular observation of the intermediate and final screens (*fig.* 1).

The body is made of forged duraluminium and all glass parts have been replaced by more shokproof steatite insulators with carefully rubber protected high-voltage inlets (*fig.* 2).

The pumping system remained of the same type (*fig.* 3); it is made of a high speed (fifteen gallons per second) diffusion pump which allows to obtain the ultimate vacuum in three minutes in

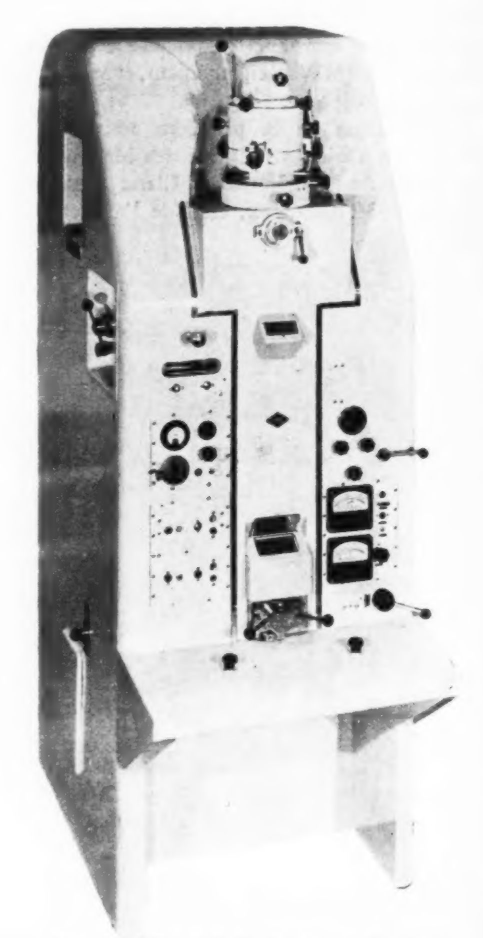


Fig. 1. — The C. S. F. Electron microscope.

the whole apparatus, making the use of air locks unnecessary. By substitution of oil for mercury we could eliminate liquid air, and in a four months run, we were unable to detect any bad influence of the oil; the contrast diaphragm is not getting dirty any quicker; the high voltage behaviour of the lenses is not impaired and it is worth

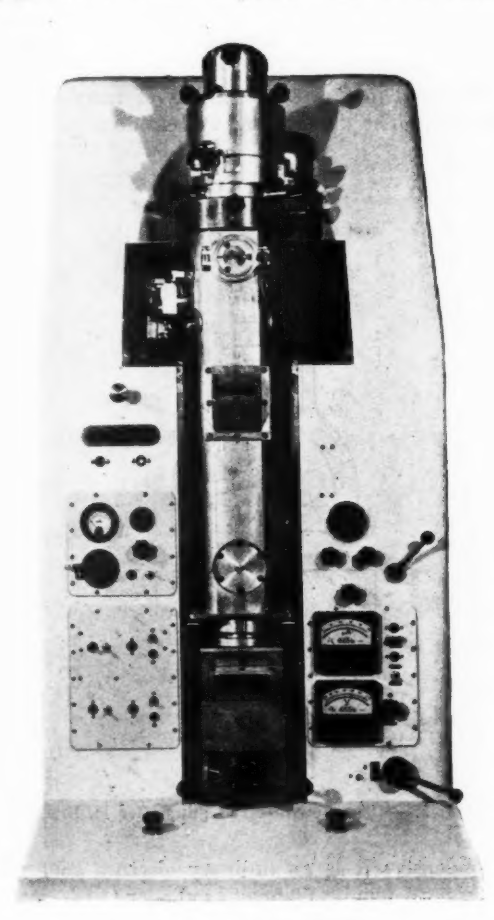


Fig. 2. — Body of the microscope.

noticing that we were using ordinary French oil of the Burch type, and not more elaborate silicone products. We arrived then at the opinion that the growing deterioration of the diaphragm's cleanliness — an effect often noticed in magnetic microscope too where the beam is fenced in on a longer distance by narrow walls — is likely to be due rather to small pieces falling from the objects themselves than to the oil.

This pump and the high-voltage source are contained in the cover of the microscope with the exception of the rotating parts, *i. e.* the mechanical pump and a small six-hundred-periods alternator. With this high value of the frequency, we could reduce the size of the transformer-rectifier-filter system, so as to place them in a twenty inches cubical box (*fig.* 4, *a* and *b*); at the same time, we could reduce the stray magnetic field well under the safe limit

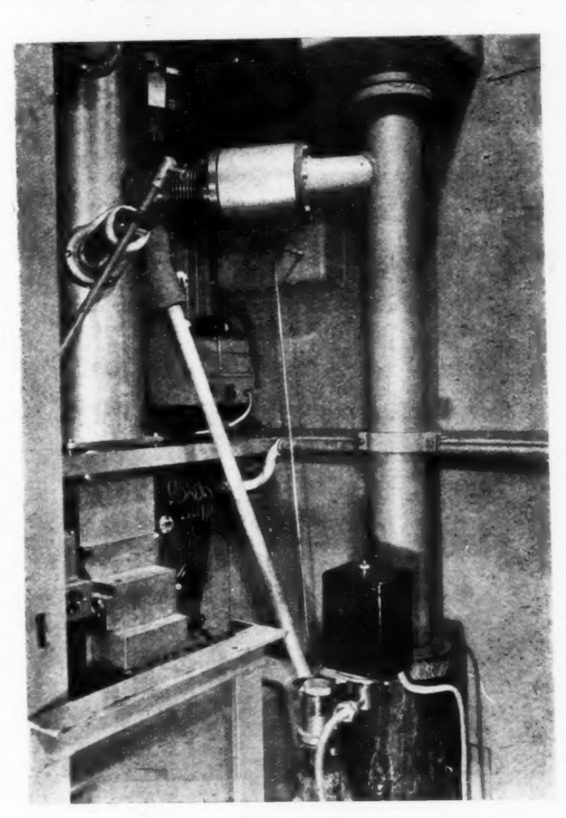


Fig. 3. — The pumping system.

of 10^{-5} gauss so that the proximity of the set brings no harm to the picture.

In a Laboratory set, we were able to use a frequency of three thousand employing a British radar alternator kindly lent to us by one of our British friends and such progress is an important step forward in the reduction of bulk and stray field. It is hoped that this will be a sound line of industrial development as this type of apparatus seems to have a bright future in the development of radar.

It is perhaps worthwhile to remark that this power set is also equipped with an automatic current

limiter (1), in the form of a diode; this tube, in ordinary conditions, works in the space charge region, with low internal resistance — one thousand ohms —; in case of external breakdown, the current cannot exceed the saturation value, that is the safe limit of a few hundred microamps.

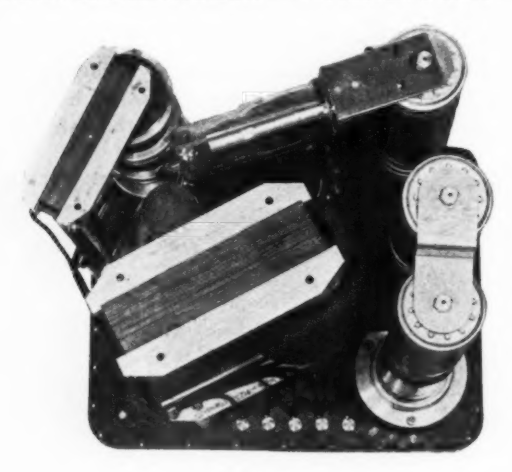


Fig. 4 *a*.

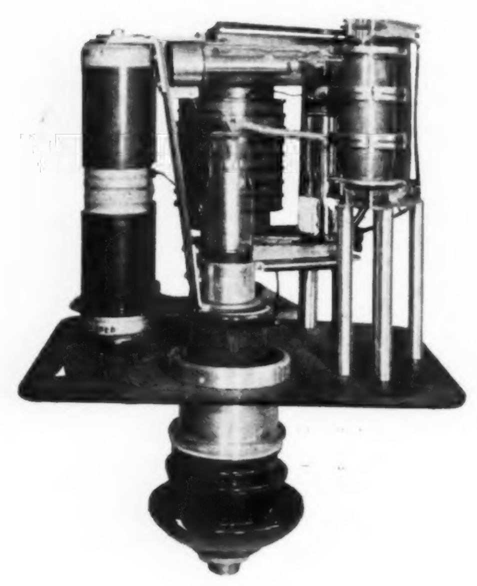


Fig. 4 *b*.

Fig. 4 *a* and 4 *b*. — The high-voltage supply.

The beam current is of the order of 23 microamps and this gave us the hope to further simplify the high-voltage set; we now are trying a new electrostatic machine developed at the laboratory of the French University of Grenoble by Professors Felici and Neel. This shows a voltage stability better than 0.5 per cent, a power efficiency of 75 per cent; this new device, much reduced in size, works in pressurized atmosphere. The experiments are now in progress.

We also met other problems of more scientific interest. The illuminating system does not involve a condenser; it is an ordinary electron gun, with hairpin filament, Wehnelt cylinder and anode. We were (1) able to obtain a converging effect of the beam in changing the shape and the arrangement of these two elements only (*fig.* 5). It is possible referring to D. B. Langmuir and Pierce, to define an ideal gun, irrespective of the presence of a condenser; the two desirable features are then :

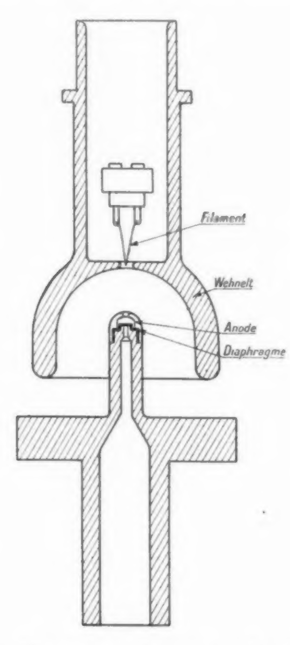


Fig. 5. — The new electron gun, after H. Bruck.

1. The rays cross at one point of the object under the correct angle, which gives the best resolving power.

(1) *Perfectionnement aux systèmes d'alimentation à haute tension des microscopes électroniques et appareils à diffraction d'électrons* (Brevet français n° 524.177).

(1) *Canon électrique pour spot fin ne comportant que filament, cylindre de Wehnelt et une seule anode* (Brevet français n° 513.906).

2. The current flowing in such a pencil is a maximum, which gives images of high luminosity. The performance obtained with the new gun as compared with the ideal one are :

— the current in the elementary pencil is greater than two tenths of its maximum limit, the efficiency of the gun is better than 20 per cent (*fig.* 6 and 7).

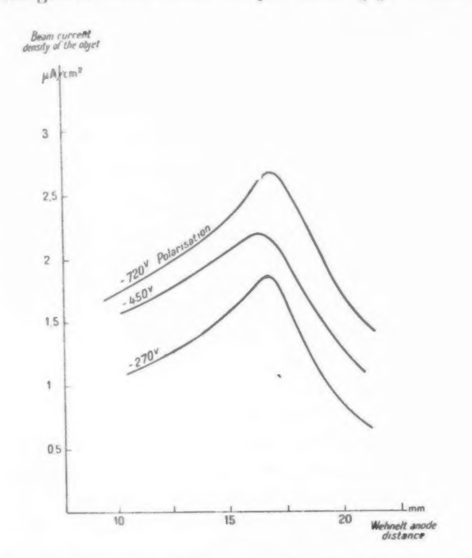


Fig. 6. — Adjustment of the converging effect in the new gun

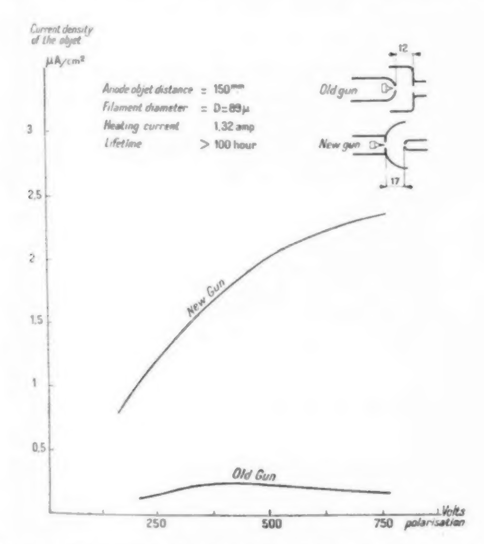


Fig. 7. — Efficiency of the new gun related to the polarisation of the Wehnelt cylinder.

— when the distance between the anode and the object lies between 2 and 6 inches, the right values for the angle of the elementary pencil are found between 0.001 and 0.003 radian.

We may say that the performance is fairly high if we remember that the maximum of efficiency obtained in some special guns, for other purposes, by Pierce was 50 per cent. This study which is to be published soon shows that the remaining defect must be attributed to geometrical and space charge aberrations near the filament and that some improvements are still possible.

With this arrangement, we get very bright pictures easy to focus. But in the prototype the focusing was accomplished through a mechanical shifting of the object and it was very difficult to obtain smooth movement; the small irregularities of movement made the exact focusing uneasy.

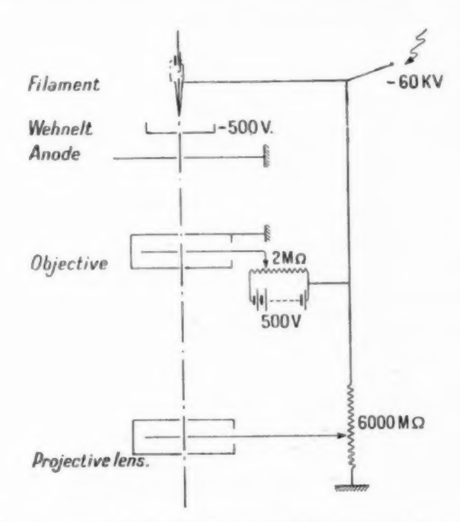


Fig. 8. — Electrical display to obtain a smooth focusing and a variable enlargement.

We [1] solved this problem, letting the object motionless and changing electrically the focal length of the objective. If we add a variable voltage of about 500 V in series, in the lead of the lens central electrode, we obtain the equivalent of the useful displacement of the object on a few tenths of a millimeter. This does not spoil the property of the instrument to be insensitive to variations of the order of 5 per cent of the mains. The auxiliary voltage can be taken on a potentiometer of a few megohms connected across a dry cell (*fig.* 8).

[1] *Perfectionnement aux dispositifs de mise au point pour microscope électronique* (Brevet français n° 526.548).

This device affords a very convenient and smooth means of focusing.

At the same time, it appeared that a potentiometer tapping the high tension, intolerable when feeding the objective became very adequate to feed the projector lens [1]; we have thus the possibility to vary the electron enlargement within large limits, from 2 thousand to twelve thousand for the industrial apparatus. This does not complicate at all the power supply because the arms of the potentiometer can be made of extremely resistive matter, which should better be named insulator; for instance, we may use bakelite rods, with a total consumption of less than 10μA.

With all these improvements added to our old prototype, we were able to obtain for currently good objects a lot of good pictures, like the photographs you can see at the exhibition, or on these few slides. We arrived at the conviction that any further improvement lies in the lenses themselves.

We are much honoured to be guests of the Electron Microscopy Group and we are glad also to thank the Organizers of the Sixth Electron Optics Congress for the opportunity they give us of presenting our results and of discussing them with you.

(1) *Diviseur de tension pour microscope électronique à grossissement variable* (Brevet français n° 527.294).

INFLUENCE OF MECHANICAL DEFECT OF THE OBJECTIVES ON THE RESOLVING POWER OF THE ELECTROSTATIC MICROSCOPE

By F. BERTEIN, H. BRUCK and P. GRIVET.

SOMMAIRE. — *The authors present in this paper a mathematical analysis of the dependence of resolving power upon aberration constant. This constant is in turn determined by the mechanical defects of the lens. Two types of defects are considered which yield two values for the constant. Formulae are given and numerical data summarized in a table. Finally the view is expressed that with the knowledge of the mechanical defects, it will be possible to reach a higher resolution.*

The thorough study of the electrostatic microscope convinced us that the discrepancy between the values expected for the resolution limit and the value observed was due to some defect existing in the objective itself which the simple theory did not take into account.

We have been led to turn our attention to the mechanical defects of the objectives, especially those disturbing their symmetry of revolution.

If the symmetry of revolution of an optical system is disturbed, it is well known in light optics that the cone of rays in the Gauss approximation, after having penetrated through this system no longer converges towards a common point (*fig.* 1).

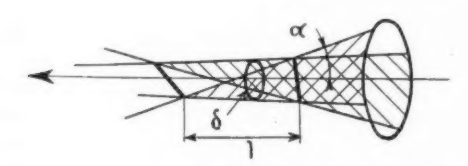


Fig. 1. — Focal lines and circle of least confusion.

It leans on two focal lines half way between the two focal lines, it narrows itself into a circle of least confusion which practically plays the part of image. M. Maurice Cotte (1) has shown that the same phenomenon occurs in electron optics.

Between the aperture 2 α of the cone, the distance l between the focal lines and the radius ρ of the circle of least confusion, there are the relations :

$$l = \text{const.} = 2\mathcal{C}',$$
$$\rho = \mathcal{C}'\alpha.$$

These quantities l, ρ, α are considered as projected into the object space.

The defect of the system can so be characterised by an aberration constant of asymmetry $\mathcal{C}'$, and the problem we examine appears as follows :

1. A determination of the real limit of resolution as a function of $\mathcal{C}'$.

2. A determination of $\mathcal{C}'$ as a function of the mechanical defect of asymmetry of the lens.

1° When the mechanical defect is more important than the spherical aberration, the real limit of resolution will be given according to the method of superposition by means of the formulae :

$$\delta = \sqrt{\rho_D^2 + \rho_M^2}$$

where

$$\rho_D = 0,6\frac{\lambda}{\alpha},$$

is the radius of the diffraction figure and $C_M = \mathcal{C}'\alpha$. This limit of resolution shows a minimum :

$$\delta_{min} = 1,1\lambda\sqrt[2]{\frac{\mathcal{C}'}{\lambda}}$$

for

$$\alpha_{opt} = 0,78\sqrt[2]{\frac{\lambda}{\mathcal{C}'}}.$$

These formulae replace the classical formula if

$$\mathcal{C}' > 2\lambda \sqrt[2]{\frac{\mathcal{C}_s}{\lambda}}.$$

On the contrary for the smaller values of $\mathcal{C}'$ the well known classical limit of the resolution optimum of the perfectly round lens is very nearly obtained.

The basis of the classical formulae of resolution is uncertain. An exact and undulatory theory has been attempted by Glaser [2], but it gives the image quality only in the Gauss plane. However the fineness of the image is best in the middle plane of the axial caustic and we have been able [3] to calculate the corresponding value of the resolving limit by a very simple method starting from Lord Rayleigh's $\frac{\lambda}{4}$ rule. It is found :

1. For the round electronic lens, a limit of resolution optimum slightly more than twice better than according to the superposition method, i. e.

$\delta_{min} = 8$ Å for the electrostatic objective,

$\delta_{min} = 3.4$ Å for the magnetic objective.

2. For the asymmetric lens the discrepancy with the old theory is minimized. It is found :

$$\delta_{min} = 0,85\lambda \sqrt{\frac{\mathcal{C}'}{\lambda}},$$

$$\alpha_{opt} = 0,71 \sqrt{\frac{\lambda}{\mathcal{C}'}}.$$

in the domaine :

$$\mathcal{C}' > 0,5\lambda \sqrt{\frac{\mathcal{C}_s}{\lambda}}.$$

2° We have now to determine the constant $\mathcal{C}'$. The electrostatic objective is the classical type with three superposed diaphragms (*fig.* 2). The

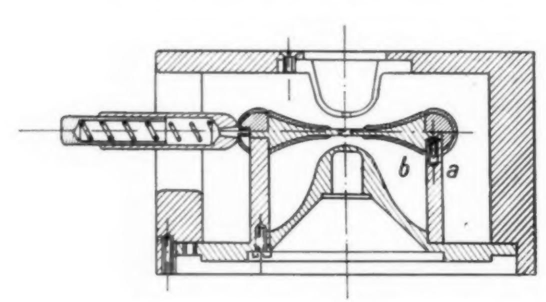


Fig. 2. — Cross section of an electrostatic objective.

external diaphragms are at high tension, the central diaphragm is at the same potentiel zero as the electronic source.

We have determined $\mathcal{C}'$ for two types of defects :

a. For a central diaphragm decentred;

b. For a central diaphragms slightly out-of round.

A. The decentring can be dealt with in an extremely simple way [4] :

The lens is devided of into 3 elementary lenses (*fig.* 3) located respectively on the spot of the three

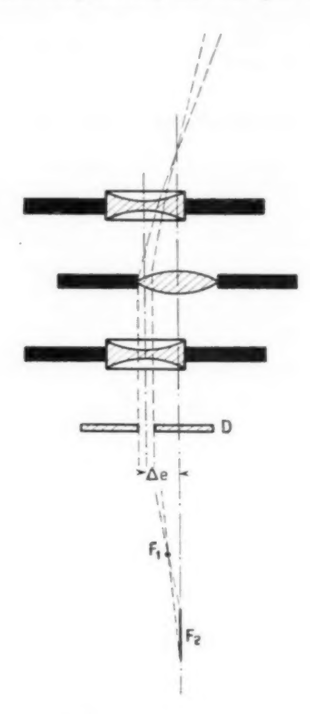


Fig. 3. — Decentrage.

diaphragms and independent one from another. The elementary external lenses are divergent and weak. Their aberrations may be neglected against those of the elementary lens of the central diaphragm. This lens is convergent and strong. Its aberrations may be identified with the well known aberrations of the complete lens.

If the decentring of the central diaphragm is Δe the aberration arises from the fact that the median lens is not crossed in its center, but at the distance Δe from the latter. The beam cone originates approximatively from a point on the central lens axis.

This explains that this aberration is entirely determined by the constant of spherical aberration

and it is found :

$$\mathcal{C}' = \mathcal{C}_s\left(\frac{\Delta e}{f}\right)^2.$$

With this formula of the constant $\mathcal{C}'$, one finds in usual conditions numerically this :

The limit of resolution $\delta = 1$ m μ can be obtained with a decentring of $\Delta e = 1/100$ mm.

Measurement on several objectives have shown that this condition could be satisfied. The half-aperture of the beam in this case must be :

$$\alpha = 2.93 \times 10^{-3}.$$

An aberration of the same kind is to be expected if the lens is tilted or if the object is outside the axis.

B. We arrive now at the more difficult case of the objective, the central hole of which is slightly elliptic.

We define the ellipticity η of the hole as the ratio of the difference to the sum of the principal axes of the hole :

$$\eta = \frac{\Delta a}{2a}.$$

The ellipticity η of the hole makes the equipotential lines which surround the axis of the objective also elliptic. Let us say ε (z) is the ellipticity of these equipotential lines near the axis.

We have extended some results of Glaser (5) about elliptic lenses. If ε is fairly constant along the axis, one may write :

$$\mathcal{C}' = 1.2\,\varepsilon f,$$

f is the focal lenght of the lens. Moreover it is necessary to relate the ellipticity ε (z) of the field to that η of the hole.

Calculations show (6) that the field can be expressed as the sum :

$$\Phi = \Phi_0 + \varphi$$

of the field of the perfectly round lens with symmetry of revolution plus a corrective field

$$\varphi = \frac{1}{2}\varepsilon(z)\Phi_0'' r^2 \cos 2\theta.$$

For our objective we find :

$$\varepsilon\Phi'' = 14\frac{E_r\eta}{a}\,\frac{1}{\left(1 + 2.6\frac{z^2}{a^2}\right)^{\frac{3}{2}}} \approx \eta\Phi_0''.$$

E_r is the radial field on the surface of the central electrode in the plan of symmetry Z = 0. Figure 4 represents the potential Φ_0 on the ax's and the corrective potential φ a thousand times magnified for an ellipticity of the central hole of $\eta = 1/10$.

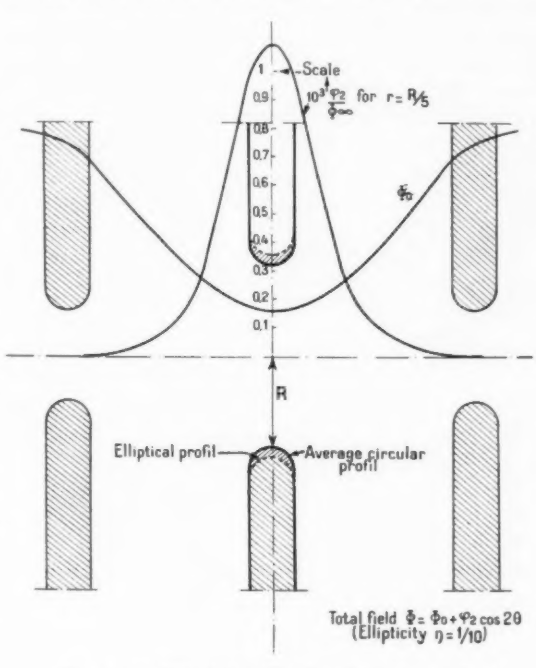


Fig. 4. — Ellipticity (the functions Φ_0 and φ).

But the function ε of the field is nearly constant and equals the ellipticity of the hole :

$$\varepsilon(z) \approx \text{const.} \approx \eta.$$

So finally, one has

$$\mathcal{C}' \approx f\eta \approx \Delta a.$$

Table I gives numerical examples for an usual microscope objective, built for 50 kV.

TABLE I.

$C' = \Delta a$ [μ]...	0	0.32	1	4	16
$\varepsilon = \eta$.......	0	4×10^{-5}	1.25×10^{-4}	5×10^{-4}	2×10^{-3}
δ_{min} [mμ]....	0.79	1.13	2.0	4.0	8.0
$10^3\,\alpha_{opt}$.......	3.4	2.9	1.7	0.82	0.41

For instance if one wants to reach the resolution limit of 4 mμ, the difference Δa of the principal axis must not exceed the very little value of 4 μ. The half aperture of the beam must be only

$$\alpha = 8.2 \times 10^{-4}.$$

Thus the ellipticity appears as in the magnetic case to be chiefly responsible of the discrepancy which exists with the theoritical resolution power of the perfectly round lens. The ellipticity seems equally to account for the fact that the best limit of resolution is always obtained with extremly weak angular aperture.

Finally one notices that electric charges may equally cause one elliptical deformation of the field. It is opportune to recall the lowering of the resolving power with time owing to dirt, progressively affecting the aperture diaphragm.

Finally figure 5 shows the focal lines produces by an objective the central hole of which is decidedly elliptic :

The object is situated on the 3 successive images in the plan of a focal line, of the circle of least confusion and in the second focal line plan. The difference of the principal central hole axis of the lens was $\Delta a = 50\,\mu$; the aperture being $2\alpha = 10^{-2}$. The photos has been taken by M. Regenstreif.

As the old resolution power theory had already been at the origin of a considerable progress in the domain of resolving power, it is to be expected that the knowledge of the mechanical defects will enable us to fill the lasting gap.

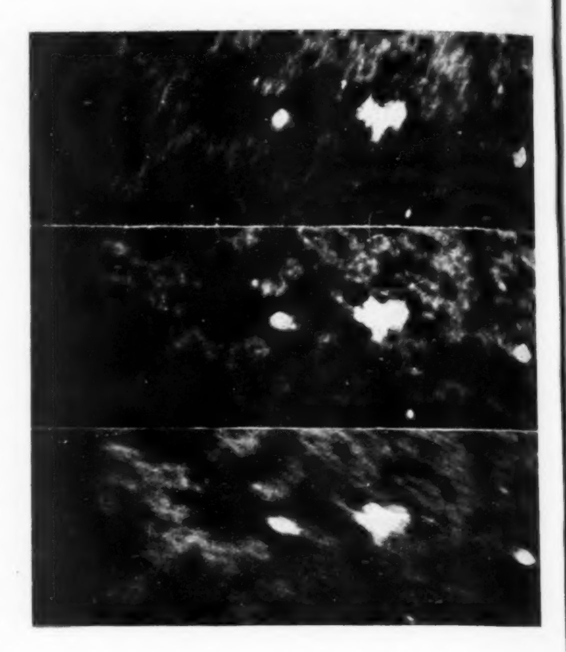


Fig. 5. — Focal lines.

LITERATURE.

1. M. Cotte, *Thèses*, Paris 1938.
2. W. Glaser, *Z. für Phys.*, 121, 1943, p. 647.
3. H. Bruck, *C. R. Acad. Sc.*, 1947 (4 notes).
4. H. Bruck, *C. R. Acad. Sc.*, 1947.
5. W. Glaser, *Z. für Phys.*, 120, 1942, p. 1.
6. F. Bertein, *C. R. Acad. Sc.*, 1947 (3 notes).

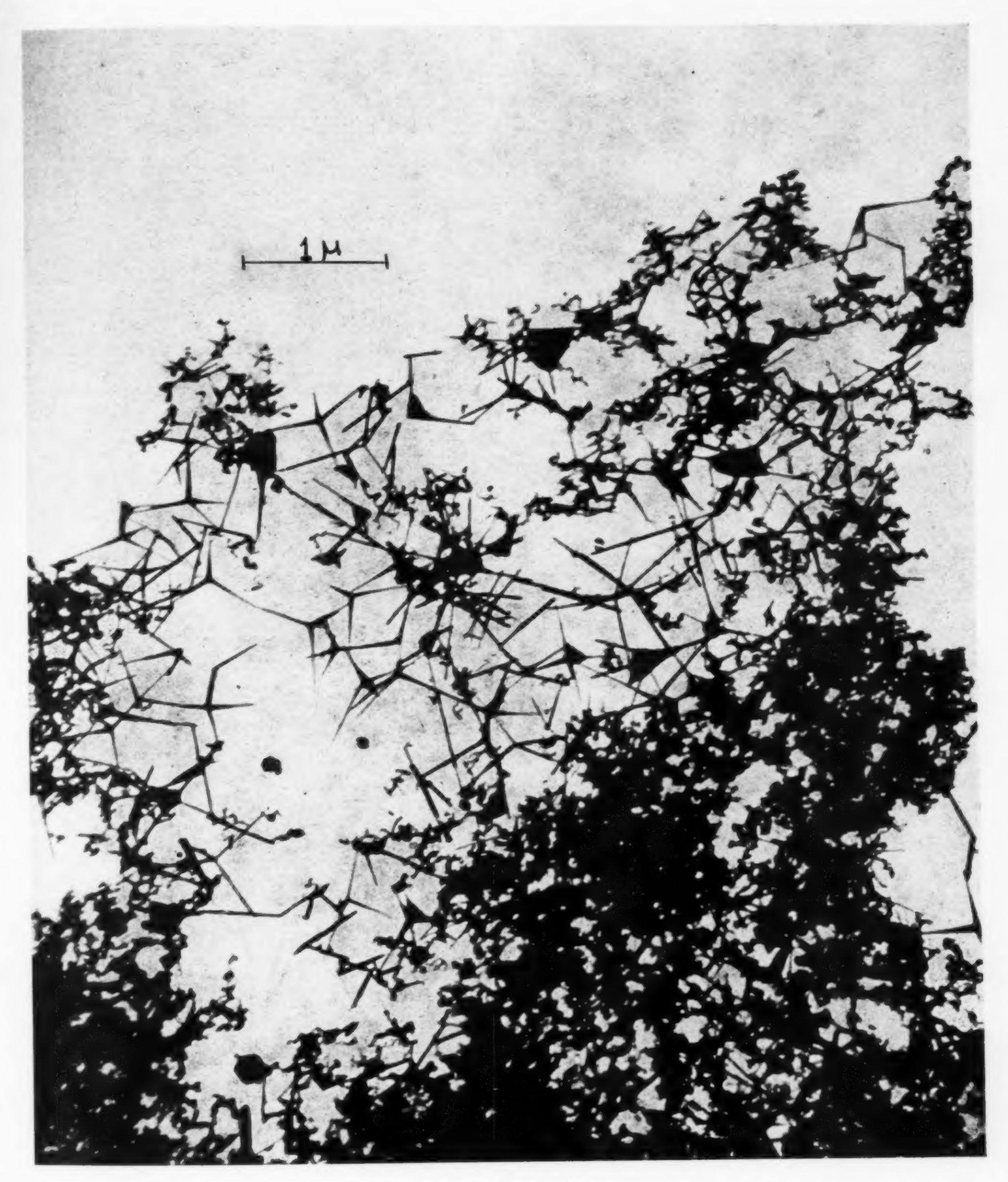


Fig. 1. — Zinc oxide.

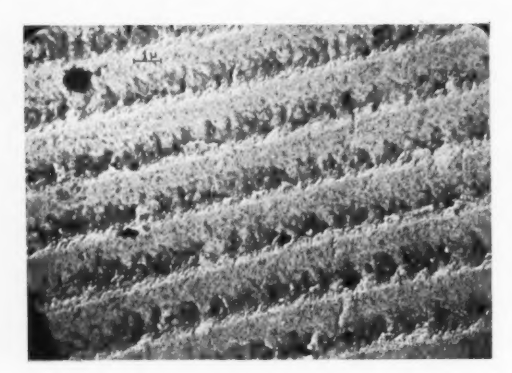


Fig. 2. — Diffraction grating.

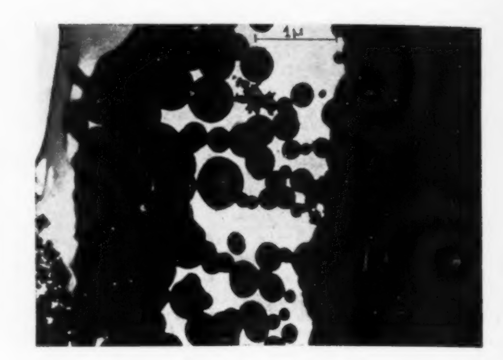


Fig. 3. — Carbon Black.



Fig. 4. — Pure aluminium.

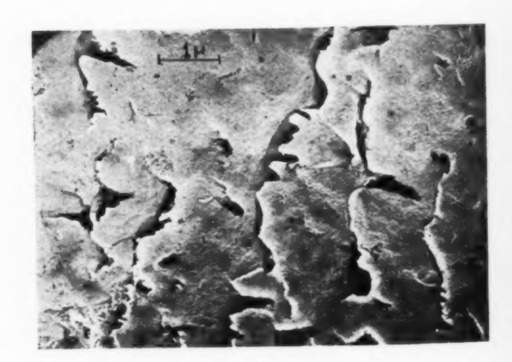


Fig. 5. — Aluminium copper.

LE PROBLÈME DE LA SYNCHRONISATION DANS LES RÉSEAUX DE LA RADIODIFFUSION

PAR M. TOUSSAINT ET A. SEV.

Ingénieurs à la Société Française Radioélectrique.

SOMMAIRE. — *Les auteurs exposent les problèmes fondamentaux que pose la synchronisation d'un réseau de Radiodiffusion et s'attachent en particulier à l'examen des différents facteurs qui influent sur la stabilité d'un oscillateur à quartz.*

Étudiant ensuite un modèle de baie de synchronisation, ils montrent comment on peut obtenir, grâce à des précautions particulières, et en utilisant un thermostat de conception originale, des stabilités de fréquence de l'ordre de 10^{-8}.

Ils décrivent enfin un dispositif de réglage utilisant un phasemètre stroboscopique qui permet d'aligner, avec une haute précision, une station asservie sur la fréquence du poste directeur du réseau.

1. Généralités de la synchronisation en radiodiffusion.

L'accroissement du nombre et de la puissance des stations est une des caractéristiques essentielles de l'évolution de la radiodiffusion entre 1920 et 1939. Il s'agit là d'un phénomène naturel et inéluctable.

Si la sensibilité des récepteurs s'est accrue, en effet, au point que les appareils les plus courants permettent de capter dans certaines conditions des stations distantes de plusieurs milliers de kilomètres, il n'en reste pas moins que l'écoute de ces stations est généralement perturbée par le fading, les bruits dus aux atmosphériques et aux installations industrielles, et les brouillages dus à d'autres émetteurs. Aussi les auditeurs n'écoutent-ils avec régularité que les stations locales, dont le champ est le plus élevé. La multiplication du nombre des stations est, à ce point de vue, préférable à l'augmentation de puissance des émetteurs, car elle permet de favoriser les régions à forte densité de population.

Cependant, en Europe, elle se heurte à l'encombrement des gammes de fréquences, et particulièrement de la gamme d'ondes moyennes, à tel point que l'utilisation simultanée de la même fréquence par plusieurs stations n'a pu être évitée, les risques d'interférences étant cependant réduits par leur éloignement.

La synchronisation se propose de remédier à ces difficultés. Elle consiste à utiliser plusieurs stations fonctionnant sur la même longueur d'onde et recevant par câbles une modulation commune. Ainsi on peut multiplier le nombre d'émetteurs tout en réduisant l'encombrement des gammes d'émission. La difficulté essentielle consiste à obtenir sur les diverses stations une égalisation très poussée des fréquences. Il est bien évident, en outre, que ce procédé, destiné à retransmettre un même programme sur les diverses antennes d'une chaîne d'émission, ne peut être appliqué qu'à l'échelon régional ou national.

Les premiers essais qui furent tentés dans ce domaine, en Angleterre, en 1926, portaient sur un petit réseau régional; les modestes résultats obtenus, quoique limités par les possibilités du matériel de l'époque furent assez encourageants pour que l'expérience fût poursuivie et développée dans plusieurs pays.

La guerre de 1939-1945 provoqua une extension de la synchronisation dans les pays belligérants ou occupés, mais pour des raisons différentes. Les stations de radiodiffusion émettant isolément constituaient en effet de véritables radiophares pour

l'aviation adverse, particulièrement commodes en raison de leur champ élevé et de leur facilité d'identification. On conçoit que l'émission simultanée de plusieurs stations puissantes sur la même fréquence perturbe les relèvements à moyenne distance au point de leur ôter toute valeur.

Les réseaux synchronisés réalisés pendant cette période ne doivent pas être pris comme références pour porter un jugement sur la synchronisation; conçus pour une application précise, ils rassemblaient généralement des stations puissantes éloignées de quelques centaines de kilomètres; nous verrons au chapitre suivant que ces conditions vont à l'encontre de ce qui est souhaitable pour assurer le bon fonctionnement d'un réseau synchronisé; en outre, équipés de matériels souvent improvisés, les émetteurs ne pouvaient, le plus souvent, prétendre à la stabilité requise pour ce mode d'exploitation.

2. **Considérations techniques sur la synchronisation.**

Le terme de synchronisation appliqué aux réseaux fonctionnant sur une fréquence commune ne doit pas être admis avec le sens absolu qui lui est donné en électrotechnique et qu'il conserve dans la théorie des oscillateurs eux-mêmes.

En effet l'égalisation parfaite des fréquences sans l'intervention d'aucun couplage est pour longtemps encore du domaine de l'utopie et, même avec une liaison électrique ou radioélectrique entre les oscillateurs, elle ne va pas sans de nombreuses difficultés pratiques lorsqu'ils sont éloignés de quelques centaines de kilomètres. Les dispositifs utilisant des lignes auxiliaires avec démultiplication et remultiplication de fréquences par des facteurs de l'ordre de mille se bornent actuellement à maintenir l'égalité des fréquences moyennes par correction d'un oscillateur à haute stabilité et au prix d'une redoutable complication; un glissement de phase de 1° sur le premier multiplicateur se traduit en effet sur la fréquence finale par une rotation de phase de plusieurs radians.

La solution retenue par la Société Française Radioélectrique pour l'application pratique de la synchronisation est donc fondée sur l'utilisation d'oscillateurs à très haute stabilité propre; nous allons voir rapidement quelles peuvent être les limites de cette stabilité sans que le fonctionnement du réseau soit sensiblement perturbé; nous nous limiterons au cas de deux stations pour la clarté de l'exposé, mais les conclusions resteraient sensiblement valables pour un nombre quelconque d'émetteurs.

Le fonctionnement de deux émetteurs sur une fréquence commune pose des problèmes qui sont de deux ordres différents :

— d'une part, en admettant *a priori* l'égalité *absolue* des fréquences, il convient de rechercher, en divers points de leur zone de rayonnement, le résultat de la combinaison des champs provenant des deux émetteurs;

— d'autre part, il faut étudier comment intervient l'effet perturbateur apporté par un léger décalage de fréquence entre les deux émetteurs, ou par une variation lente de leurs phases relatives.

Si l'on considère un récepteur situé entre deux stations émettant deux ondes synchronisées non modulées dont les champs ont respectivement pour amplitude H_1 et H_2 et dont les valeurs instantanées sont :

$$h_1 = H_1 \sin(\omega t + \varphi_1),$$
$$h_2 = H_2 \sin(\omega t + \varphi_2),$$

ces champs s'ajouteront vectoriellement (*fig.* 1) et l'amplitude du champ résultant variera sensiblement en fonction de leur phase relative ($\varphi_1 - \varphi_2$).

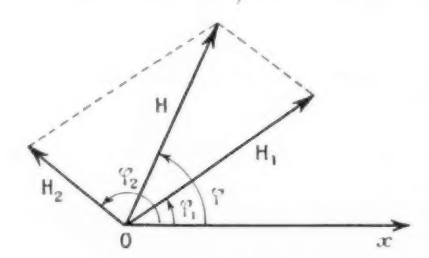


Fig. 1. — Composition de deux champs H_1 et H_2 de fréquences égales.

En admettant pour simplifier que les phases à l'origine φ_0 soient identiques pour les deux émetteurs et que les oscillations soient rigoureusement synchrones, les déphasages φ_1 et φ_2 ne proviendront que de la propagation et auront pour valeur :

$$\varphi_1 = \frac{2\pi D_1}{\lambda},$$
$$\varphi_2 = \frac{2\pi D_2}{\lambda},$$

D_1 et D_2 étant les distances du point considéré aux deux émetteurs.

On démontrerait aisément que cette interférence a pour résultat de faire varier l'amplitude du champ résultant en fonction de la position du point considéré, et que l'écartement des maxima est de $\frac{\lambda}{2}$ sur

la droite joignant les deux stations. Les plus grandes variations relatives du champ résultant sont obtenues dans la région où les champs composants sont de même amplitude.

Si maintenant on envisage la réception simultanée de deux ondes modulées par une fréquence commune, l'onde résultante sera obtenue par l'addition séparée des ondes porteuses et des ondes latérales. L'étude complète sortirait du cadre de cet article et nous n'en citerons que les conclusions : les relations d'amplitude entre l'onde porteuse et les ondes latérales peuvent être modifiées, car leurs variations ne se produisent pas en concordance, et des distorsions de la modulation peuvent apparaître sur le récepteur.

Le calcul montre également que les fréquences aiguës sont plus altérées que les fréquences graves, par suite du déphasage important qu'elles subissent en cours de transmission dans les câbles de modulation et sur la voie radioélectrique elle-même.

Il apparaît donc que dans certaines conditions et surtout dans les régions intermédiaires où les amplitudes des champs des deux émetteurs sont comparables, des perturbations peuvent se produire, quelles que soient les performances du matériel de synchronisation utilisé.

Si les phases à l'origine des deux ondes varient lentement, par suite d'un léger décalage entre les fréquences porteuses F_1 et F_2, les variations spatiales du champ résultant indiquées par la figure 2 subsistent, mais se déplacent lentement à la vitesse $\frac{\lambda}{2}(F_1 - F_2)$, ce qui se traduit par des variations d'amplitude du champ en un point déterminé à la fréquence du battement, soit $(F_1 - F_2)$.

Les régulateurs de niveau dont sont équipés tous les récepteurs modernes compensent, dans une certaine mesure, les variations moyennes d'amplitude, si leur période est supérieure à la constante de temps du système, qui est généralement de l'ordre d'une fraction de seconde.

Pour des émetteurs fonctionnant sur des fréquences de l'ordre du mégacycle, on voit que la considération précédente, qui impose une période de battement inférieure à la seconde, exige à elle seule une stabilité relative minimum de $0,5 \times 10^{-6}$ par émetteur.

En fait, l'expérience a permis de constater que, compte tenu des diverses causes agissant sur la qualité de la réception, un battement de période supérieure à 10 s assurait une audition très convenable lorsque les champs sont dans des rapports de l'ordre de 5 à 1, et acceptable lorsque le rapport est seulement de 1 à 3, ce qui conduit à exiger des stabilités de $0,5 \times 10^{-7}$. Lorsque le rapport des champs est inférieur à 3, la qualité de l'audition est altérée, mais ce phénomène se produit seulement dans des régions éloigné s des émetteurs considérés, et appartenant alors à la zone d'action d'autres stations si l'implantation des diverses chaînes d'émission a été judicieusement répartie.

Considérons par exemple deux stations A et B séparées par une distance d, et un point M situé sur la droite joignant ces deux stations. Soit x la distance du point M à la station A. La distance de M à la station B sera $d - x$.

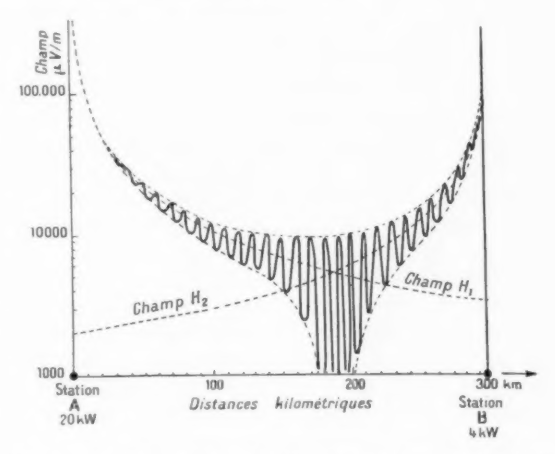


Fig. 2. — Exemple de variation du champ résultant de 2 ondes porteuses entre deux stations A et B synchronisées, distantes de 300 km.

En appliquant la loi de l'inverse distance, on voit qu'au point M les champs h_1 et h_2 créés respectivement par les stations A et B auront pour valeur :

$$h_1 = \frac{H_1}{x},$$

$$h_2 = \frac{H_2}{d - x},$$

H_1 et H_2 étant les valeurs des champs à la distance unité des émetteurs.

Le rapport m entre ces deux champs est égal à :

$$m = \frac{H_1}{H_2}\left(\frac{d}{x} - 1\right).$$

Pour que ce rapport ait une valeur K, il faut que x ait une valeur x_k donnée par :

$$\frac{H_1}{H_2}\left(\frac{d}{x_K} - 1\right) = K.$$

D'où :

$$x_K = d\,\frac{H_1}{KH_2 + H_1}.$$

La valeur du champ h_1 correspondant est :

$$h_1 = \frac{KH_2 + H_1}{d}.$$

Pour $K = 3$, ces valeurs deviennent :

$$x_2 = d\frac{H_1}{3H_2 + H_1},$$

$$h_1 = \frac{3H_2 + H_1}{d}.$$

Si on fait $H_2 = H_1$, l'on a finalement :

$$x_2 = \frac{d}{4},$$

$$h_1 = \frac{4H_1}{d}.$$

Ces formules montrent que, si d est grand et si H_1 n'est pas élevé, le champ h_1 correspondant au début de la zone d'interférence gênante est déjà très faible et correspond à un point situé au delà de la région normalement couverte par la station A.

Un réseau synchronisé sera donc constitué par un certain nombre de stations, généralement 3 à 5, parfois davantage, chaque émetteur étant piloté par un générateur à haute stabilité. Cependant, aussi élevée que soit cette dernière, un glissement appréciable ne tarderait pas à se produire si des corrections régulières ne permettaient de rétablir le synchronisme des émetteurs.

En pratique la fréquence d'un des émetteurs est considérée comme témoin; on choisit en général l'émetteur le plus favorisé par sa position géographique, par sa puissance ou par son diagramme de rayonnement; cet émetteur, appelé « directeur », émet un trait continu à intervalles réguliers, généralement une ou deux fois chaque jour, pendant le temps nécessaire au réglage des stations satellites; chacune de ces stations possède un récepteur muni d'un phasemètre de précision permettant de mettre rapidement en évidence à la fois l'importance et le sens du décalage de fréquence.

Le bon fonctionnement d'un réseau synchronisé dépend en résumé des facteurs suivants :

— d'une part il est souhaitable de synchroniser des émetteurs de puissances relativement faibles, et géographiquement éloignés, pour que les zones d'interférences définies précédemment (rapports des champs inférieurs à 3) soient situées bien au delà du rayon d'action de chaque émetteur, les divers réseaux s'imbriquant mutuellement.

— d'autre part, il est difficile d'augmenter exagérément la distance de l'émetteur témoin aux émetteurs satellites, pour que ceux-ci puissent le recevoir de jour dans des conditions suffisantes pour assurer correctement le réglage de la fréquence. Ce point peut être amélioré en assurant au poste directeur une puissance notablement supérieure à celle des stations asservies.

Enfin, il est nécessaire de disposer d'un matériel étudié spécialement en vue de cette application et permettant d'assurer avec régularité des stabilités de fréquence réservées jusqu'à ce jour aux générateurs étalons de laboratoire.

3. Considérations sur la réalisation d'oscillateurs à haute stabilité.

La stabilité de fréquence des montages oscillateurs ne faisant intervenir que des circuits oscillants classiques à selfs et capacités est relativement faible et ne dépasse pas 1/10000 pour un montage soigné. Des précautions spéciales portant sur la réalisation des selfs-inductances et la protection des divers éléments contre les variations de température permettent d'atteindre 1/100000, mais il ne semble pas qu'il soit possible d'aller au delà sans le concours de résonateurs mécaniques tels que les cristaux piézoélectriques ou les diapasons.

Les organes qui constituent ces résonateurs possèdent une élasticité qui leur assure une grande acuité de résonance s'opposant à tout écart sensible de la fréquence de l'oscillateur par rapport à leur fréquence propre; en outre, cette fréquence propre est relativement indépendante des facteurs extérieurs.

Les oscillateurs à grande stabilité, destinés, dans les laboratoires, à servir de générateurs étalons de fréquence, utilisaient surtout des diapasons entretenus électriquement jusqu'à une époque relativement récente.

Toutefois, la fréquence obtenue par ce procédé est généralement de l'ordre de 1000 c : s, et de nombreuses multiplications en cascade sont nécessaires pour obtenir les fréquences actuellement employées en radiotechnique; d'autre part, les performances des oscillateurs à quartz ont évolué vers des stabilités de plus en plus élevées et les oscillateurs de ce type tendent actuellement à se substituer aux diapasons, même dans les laboratoires; ils s'imposent à plus forte raison lorsqu'il s'agit de réaliser un matériel industriel, dont la fréquence nominale doit pouvoir être rapidement modifiée et dont l'entretien doit être aussi réduit que possible.

La stabilité d'un oscillateur à quartz réalisé sans précautions spéciales et faiblement couplé à l'étage suivant est supérieure à 1/10 000. Au prix d'une

régulation approximative des tensions appliquées à l'oscillateur, et en limitant les variations de température du quartz à 1° environ, elle atteint 1/100 000 sans difficultés spéciales, moyennant quelques précautions dans le choix du montage et la réalisation du matériel.

L'obtention d'une stabilité égale ou supérieure à 1/1 000 000 nécessite une étude attentive des principaux facteurs susceptibles d'entraîner une variation de fréquence, qui sont, par ordre d'importance décroissante :

a. Les variations de température du quartz. — La fréquence propre d'un cristal de coupe classique en X ou Y tend à diminuer lorsque la température augmente, par suite de la dilatation. Le coefficient de température de ces quartz est de l'ordre de 20 millionièmes par degré. En choisissant des angles de taille différents, provoquant des modes de vibration plus complexes, on parvient à réaliser des quartz présentant un coefficient de température nul à une température donnée et relativement faible dans une zone de quelques degrés de part et d'autre (quartz AT, BT, CT, DT, etc.). En utilisant cette propriété et en plaçant le quartz dans un thermostat limitant les variations de température à quelques dixièmes de degré autour de la température optimum, on parvient à réduire la dérive de fréquence due aux variations d'ambiance à quelques dix-millionièmes.

b. Les variations des tensions appliquées au tube oscillateur. — La fréquence d'un oscillateur, si elle est intimement liée à la fréquence propre du résonateur principal, que ce soit un circuit oscillant, un quartz ou un diapason, dépend cependant, dans une mesure non négligeable, des diverses impédances extérieures insérées dans le montage, et pouvant être ramenées en parallèle ou en série avec les impédances auxquelles le résonateur est équivalent.

Un quartz piézoélectrique, par exemple, peut être assimilé en ce qui concerne son comportement électrique, à un circuit complexe constitué par une self, une capacité et une résistance en série, définissant la fréquence de résonance et la surtension du cristal proprement dit, shuntées par une capacité de faible valeur correspondant à la capacité statique des électrodes. A ces éléments viennent s'ajouter ceux propres au montage lui-même, par exemple les résistances extérieures placées dans les circuits de grille et d'anode, les capacités de découplage des électrodes du tube, ainsi que les impédances internes du tube lui-même, à savoir ses capacités d'entrée (grille-cathode) et de sortie (anode-cathode), sa résistance interne, et, plus généralement, les résistances correspondant aux dissipations d'énergie se produisant sur les diverses électrodes. Toute modification de ces divers éléments se traduit par une variation corrélative de la fréquence de l'oscillateur; de tous les éléments susceptibles de variations, le tube oscillateur est certainement le plus important; en effet, la pente du tube, qui conditionne la tension d'oscillation et la résistance interne dépendent, dans une large mesure, des tensions de chauffage, de grille de contrôle, d'anode, et de grille écran dans le cas d'une pentode.

La stabilisation des tensions d'alimentation est donc un des facteurs les plus importants pour l'obtention de hautes stabilités; avec les tubes modernes à chauffage indirect, cependant, la pente varie assez peu en fonction de la tension de chauffage, et c'est à la stabilisation des tensions d'anode et d'écran que doit être apportée la plus grande attention.

c. Les variations de l'impédance de charge de l'oscillateur. — Quel que soit le mode de couplage employé entre l'oscillateur et l'amplificateur d'émission, il ramène toujours en parallèle sur les circuits de l'oscillateur une impédance complexe dont l'action est d'autant plus grande sur la fréquence que le couplage est plus serré. Toute modification de l'état électrique d'un étage quelconque de la chaîne d'amplification a donc, théoriquement, une répercussion sur la fréquence de l'oscillateur et ce, d'autant plus qu'il est plus proche de ce dernier. C'est pourquoi tous les générateurs stabilisés de précision comportent, intercalés entre l'oscillateur et le premier étage actif de la chaîne d'amplification, un étage séparateur faiblement couplé à l'oscillateur, et ne comportant en général aucun organe réglable, son montage étant du type apériodique.

d. Les couplages parasites. — Pour assurer une bonne stabilité, il est également nécessaire que le couplage entre les circuits de grille et d'anode de l'oscillateur soit limité à la valeur strictement nécessaire à l'entretien des oscillations. Un excès de couplage fait apparaître un courant de grille important qui amortit la surtension du circuit résonateur.

Outre le couplage normal de ces circuits dans l'étage oscillateur, des réactions parasites peuvent être introduites, particulièrement dans les stations de radiodiffusion où les champs magnétiques et électromagnétiques dus à l'étage de puissance et au rayonnement de l'aérien sont toujours très

élevés; lorsque la fréquence du pilote est amplifiée directement, des tensions importantes peuvent être induites avec des phases quelconques dans les conducteurs d'alimentation de l'oscillateur, et provoquer ainsi dans certaines conditions des réactions nuisant à la stabilité.

e. Les variations de toute nature des divers éléments de montage. — Aux facteurs essentiels déjà cités parmi les causes de variation de fréquence peuvent s'ajouter d'autres facteurs intervenant à des degrés divers dans les causes d'instabilité, qui sont entre autres les variations de température des circuits, l'humidité, la pression atmosphérique, le vieillissement des éléments, les vibrations. Leur influence, secondaire, lorsqu'il s'agit d'obtenir des stabilités de l'ordre de 1/1 000 000, peut devenir importante au delà de ce chiffre. Le paragraphe suivant, consacré aux dispositions particulières à la baie de synchronisation S. F. R., va permettre d'examiner le détail des dispositions prises pour éliminer la presque totalité de ces facteurs d'instabilité.

4. Description générale de la baie de synchronisation S. F. R.

Ce matériel, qui bénéficie de l'expérience accumulée par la Société Française Radioélectrique dans l'étude des maître-oscillateurs de radiodiffusion, a été spécialement conçu pour son utilisation au pilotage d'émetteurs synchronisés ne comportant aucun dispositif de compensation extérieur. Il rassemble sur un même bâti les organes générateurs de fréquence, le récepteur phasemètre permettant d'opérer le réglage de l'appareil, et leurs dispositifs d'alimentation, constituant ainsi un ensemble autonome susceptible d'être adapté à tout émetteur de radiodiffusion émettant dans la gamme des ondes moyennes de 550 à 1500 kc.

La stabilité nominale de l'appareil est supérieure à 5.10^{-8} pendant une durée de 12 h sans retouche du réglage, ce qui correspond à une période de battement constamment supérieure à 10 s entre deux émetteurs fonctionnant dans la bande de fréquences indiquée plus haut. Des performances très supérieures, de l'ordre de 1.10^{-8}, sont normalement obtenues, lorsque la baie est en exploitation ininterrompue et que son entretien est effectué avec toute l'attention que requiert un matériel de haute précision. Les chiffres de stabilité indiqués s'entendent pour des températures ambiantes comprises entre + 5 et + 35° C, la tension du secteur d'alimentation pouvant varier de ± 10 %.

La baie de synchronisation se substitue à l'ensemble des étages de petite puissance de l'émetteur et fournit directement la fréquence nominale d'émission. La puissance disponible aux bornes de sortie est de 10 W et le circuit de couplage est prévu pour un feeder coaxial adapté dont l'impédance caractéristique peut être comprise entre 80 et 200 Ω. La baie de synchronisation est alimentée en courant alternatif monophasé 110 V de fréquence 50 ou 25 c : s. Sa consommation globale est d'environ 700 VA.

Les quartz utilisés ont une fréquence propre comprise entre 90 et 130 kc : s. Il est donc nécessaire, pour couvrir la gamme de 550 à 1500 kc : s, de prévoir une multiplication de fréquence variable de 6 à 12; cette multiplication est obtenue en deux étages, dont l'un multiplie la fréquence par 3 et l'autre par 2,3 ou 4 suivant la fréquence finale désirée.

La chaîne d'amplification (*fig.* 3) comporte au total six étages :

	Gamme (kcs).
L'étage oscillateur	90- 125
Un étage séparateur apériodique	90- 125
Un premier étage multiplicateur	270- 375
Un étage séparateur accordé	270- 275
Un second étage multiplicateur	550-1500
Un étage amplificateur de puissance	550-1500

Afin d'éliminer toute variation de fréquence imputable aux variations de température, l'ensemble des deux premiers étages de la chaîne est enfermé dans un thermostat de grandes dimensions à l'intérieur duquel la température est maintenue à 50° C environ, avec une stabilité de l'ordre de 1/2 degré. Un second thermostat, intérieur au précédent, maintient la température du quartz à 55°, avec une stabilité supérieure à 2/100 de degré; le fonctionnement de ces deux thermostats nécessite un certain nombre d'organes auxiliaires, en particulier des relais de régulation de température, un dispositif de compensation automatique des variations de température ambiante, et des appareils de contrôle et d'alarme en cas de dérangement.

Le choix du montage de l'étage oscillateur a évidemment une importance capitale pour l'obtention du résultat cherché. Le schéma retenu après un examen attentif des diverses possibilités est du type « quartz entre grille et plaque » et ne comporte que des résistances et des capacités, dont les caractéristiques électriques sont constantes. Le réglage de la fréquence se fait soit de façon discontinue par un commutateur de capacités, soit de façon continue par un condensateur variable de grande précision. La variation totale obtenue

est de l'ordre de 50 c/s et la précision de réglage réalisable est de l'ordre de $0,5.10^{-10}$.

Le quartz oscillateur taillé suivant la coupe GT est caractérisé par son coefficient de température très réduit, et la stabilité de son montage.

La fréquence locale peut être ajustée sur celle de l'émetteur directeur par l'intermédiaire d'un récepteur à très grande sensibilité et d'un phasemètre visuel utilisant un oscilloscope cathodique de 100 mm de diamètre.

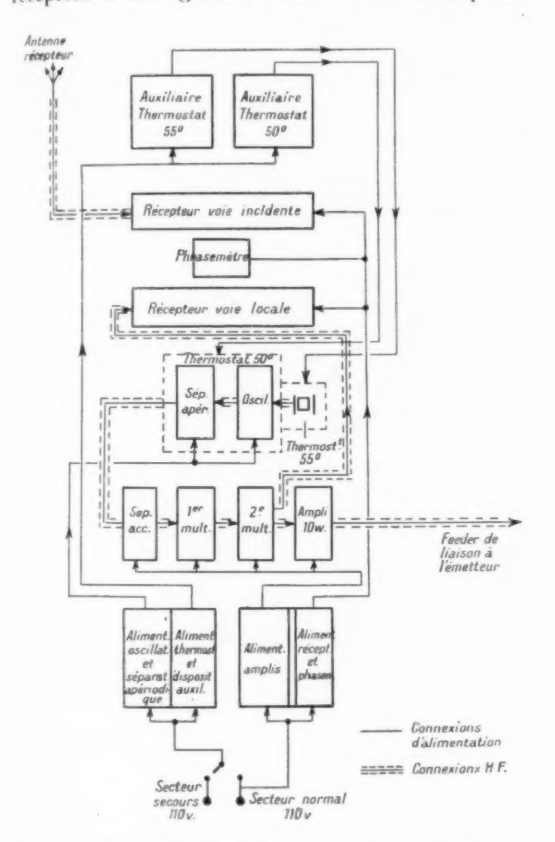


Fig. 3. — Schéma synoptique de la baie de synchronisation.

L'ensemble des organes est monté dans une armoire verticale de présentation très moderne, ayant 2,30 m de hauteur, 0,80 m de largeur et de 0,50 m de profondeur (*fig.* 4 et 5).

Le thermostat est placé au centre et l'accessibilité à tous ses éléments a été particulièrement étudiée. Les autres organes sont répartis en quatre blocs indépendants et interchangeables, montés sur des platines d'acier nervurées et munies de berceaux permettant de les retourner en tous sens sans risque de détérioration.

Le récepteur phasemètre est situé au-dessus du thermostat de telle manière que l'écran de l'oscilloscope soit à la hauteur des yeux de l'opérateur effectuant le réglage de synchronisation.

Les dispositifs auxiliaires de régulation de température ne comportant pas de commande à manœuvre fréquente occupent la partie supérieure de la baie.

L'amplificateur est disposé sous le thermostat.



Fig. 4. — Vue extérieure de la baie de synchronisation.

Le bloc d'alimentation lui-même, divisé en trois platines, est monté sur un bâti muni de galets de roulement.

Une attention particulière a été apportée à la clarté de la disposition des organes, l'accessibilité du matériel est facilitée par des panneaux munis de poignées et dont le démontage est instantané, donnant accès par la face avant aux éléments de petit volume et aux câblages; à l'arrière deux portes à double paroi, articulées sur les montants principaux du bâti, permettent le dégagement complet du matériel; la face arrière donne accès aux tubes, transformateurs, self-inductances, condensateurs variables, etc.

Les différents ensembles sont connectés par des câbles blindés à plusieurs conducteurs, terminés par des fichiers multibroches. De nombreux appareils de mesure permettent de contrôler rapidement le fonctionnement de l'appareil dont les dérangements éventuels sont signalés par un ensemble de sécurités particulièrement étudié.

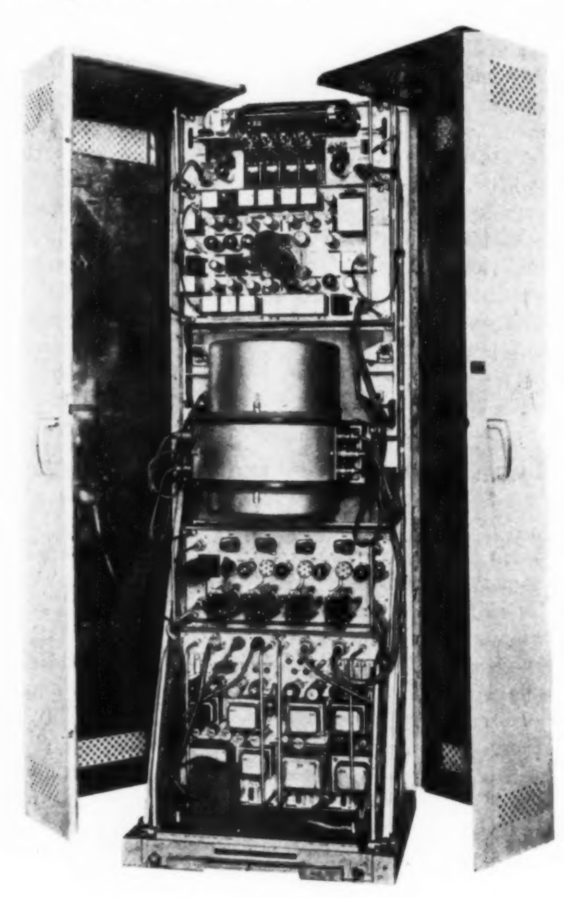


Fig. 5. — Vue intérieure arrière de la baie de synchronisation.

5. Description détaillée et fonctionnement du matériel.

1° Étages oscillateur et séparateur apériodique. — Les considérations développées au paragraphe 3 au sujet de la stabilité des oscillateurs ont montré qu'il fallait prendre des précautions spéciales pour cette partie essentielle de l'appareil.

La protection contre les variations de température n'a pas la même importance pour les divers organes. Elle est essentielle pour le quartz, dont le coefficient de température autour du point de fonctionnement, est de l'ordre de 1.10^{-6} par degré, ce qui implique une variation inférieure à 1/100 de degré pour assurer une stabilité de fréquence de l'ordre de 10^{-8} en tenant compte des autres facteurs. Importante pour les circuits de l'oscillateur dont la température doit être stabilisée à quelques degrés près pour ne pas introduire de variations de fréquence de cet ordre, elle constitue une simple précaution pour l'étage séparateur apériodique. Un thermostat (*fig.* 6) dit « thermostat extérieur » assure donc une première régulation à 1/2 degré près et contient les circuits; un deuxième thermostat, de dimensions

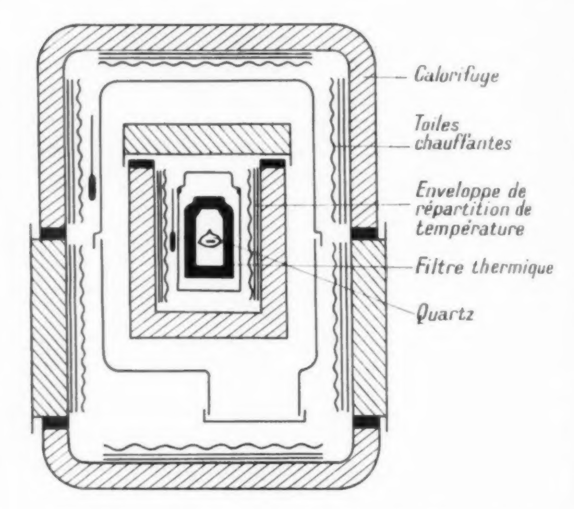


Fig. 6. — Constitution schématique des thermostats.

plus réduites, et intérieur au premier stabilise avec plus de précision la température du quartz. Par cette disposition, les effets régulateurs des deux thermostats se multiplient, et il est possible d'obtenir une variation de température ne dépassant guère 1/100 de degré dans l'enceinte réservée au quartz.

a. Fonctionnement des thermostats. — Un thermostat comporte toujours trois parties :

- une enveloppe calorifuge,
- un élément chauffant,
- un dispositif de commande.

La température stabilisée est évidemment supérieure de quelques degrés à la température la plus élevée du milieu ambiant (dans le cas de la baie de synchronisation, destinée à fonctionner en pays tempérés, la température ambiante ne dépasse généralement pas 35° et la température de fonction-

nement du thermostat extérieur a été fixée à 50° pour tenir compte de l'appoint thermique constant provenant de la dissipation des tubes oscillateur et séparateur).

Le rôle du calorifuge est en premier lieu de limiter la puissance nécessaire pour maintenir la différence de température entre l'enceinte régulée et l'ambiance; toutefois son importance conditionne dans une certaine mesure les performances du thermostat; un calorifuge insuffisant nécessite en effet une augmentation de la température de l'élément chauffant et par conséquent de l'air situé à son contact, qui gagne la partie supérieure de l'enceinte, ce qui limite l'efficacité du dispositif de contrôle. Pour la même raison, les dimensions de l'enceinte régulée, et, en particulier sa hauteur doivent être réduites au strict minimum.

Le calorifuge est constitué, dans les deux thermostats, par une couche de 30 mm environ de bourre de laine de verre.

L'élément de contrôle agit sur le courant de chauffage de telle sorte que la température du thermostat soit maintenue à une valeur fixée. La précision du thermostat est donnée par le coefficient de régulation de température : si la température ambiante moyenne est t_0 et la température régulée T_0, le coefficient de régulation est défini par :

$$k = \frac{\dfrac{\Delta t}{t_0}}{\dfrac{\Delta T}{T_0}}.$$

Sa valeur dépend en partie de l'efficacité du dispositif de contrôle qui doit être dépourvu d'inertie, sensible et constant. L'appareil qui répond le mieux jusqu'à présent à ces diverses exigences est le thermomètre à mercure à contacts, dans lequel un contact est disposé à la partie inférieure de la colonne et un autre contact au point de la colonne correspondant à la température à entretenir. Lorsque le mercure atteint le contact supérieur, il ferme le circuit d'un relais auxiliaire qui interrompt le chauffage. La montée de température se poursuit cependant pendant quelques secondes jusqu'à ce que l'équilibre thermique soit atteint; elle est alors suivie d'une baisse qui provoque l'enclanchement du chauffage lorsque le mercure descend au-dessous du contact supérieur. La période du phénomène est fonction des inerties calorifiques du thermomètre et de l'élément chauffant, de la conductibilité du milieu qui les sépare et de la capillarité du mercure. Elle est en général de l'ordre de quelques minutes.

Les thermomètres à contacts utilisés sont de réalisation délicate; ils doivent être de faibles dimensions pour ne pas augmenter l'encombrement du thermostat et pour suivre rapidement les variations de température; ils doivent posséder une colonne capillaire pour être sensibles. La puissance de coupure du contact est pratiquement nulle; aussi ne l'utilise-t-on que pour contrôler la tension de grille d'une lampe relais située, dans le cas particulier de la baie de synchronisation, dans l'ensemble des dispositifs auxiliaires de régulation de température. L'appareillage décrit stabilise la température au niveau du réservoir du thermomètre à contacts; pour éviter qu'elle diffère de la température de l'enceinte à réguler, on dispose le thermomètre sur une enveloppe de cuivre rouge de très faible épaisseur possédant simultanément une grande conductibilité superficielle qui lui permet de prendre la température moyenne de l'enceinte régulée, et une faible inertie thermique, de manière à ne pas allonger le cycle de régulation, au détriment de la précision.

La température intérieure de l'enceinte, sensiblement stabilisée en valeur moyenne, présente malgré tout une ondulation périodique, provoquée par le fonctionnement discontinu du chauffage et qui peut être éliminée par un filtre approprié.

Le fonctionnement de la régulation de température peut être accidentellement interrompu ou modifié et il importe que le défaut soit signalé sans retard; à cet effet, chaque thermostat comporte un deuxième thermomètre à deux contacts décalés de ± 2° par rapport au contact du thermomètre de régulation. Par l'intermédiaire de circuits complètement indépendants, ce deuxième thermomètre de sécurité assure les commutations utiles pour éviter toute détérioration du matériel, sans en interrompre le fonctionnement.

L'élément chauffant doit dissiper dans le cycle de régulation une puissance moyenne égale aux pertes du thermostat. Cette puissance est donc fonction de la température ambiante et la variation de puissance est obtenue soit en modifiant la durée du chauffage dans le cas d'un système fonctionnant par tout ou rien, soit en agissant sur l'intensité du courant dans le cas d'un système à variation continue. Bien que les thermostats de la baie de synchronisation appartiennent au premier type, l'élément de contrôle étant un thermomètre à contacts, il a été cependant prévu une compensation de courant en fonction de l'ambiance pour le thermostat extérieur. En effet, la température stabilisée étant de 50° et la température ambiante pouvant varier, dans la salle de l'émetteur entre 5 et 35°,

la puissance perdue par conductibilité varie dans le rapport de 3 à 1. En réalité, compte tenu de la puissance dissipée par les tubes des étages oscillateur et séparateur, les temps de chauffage relatifs devraient donc varier dans le rapport de 5 à 1; or on constate que les meilleures conditions de stabilité de température sont obtenues lorsque le rapport des temps de chauffage et de repos est maintenu constant et voisin de 1. Le fonctionnement du système de compensation automatique d'ambiance sera détaillé au paragraphe concernant les dispositifs auxiliaires de régulation de température.

En vertu des remarques déjà faites sur la nécessité d'éviter toute élévation de température localisée, les éléments chauffants sont constitués par des toiles résistantes tapissant la surface intérieure du calorifuge.

b. Réalisation des thermostats. — Le thermostat extérieur se présente sous la forme d'un cylindre dont les dimensions sont :

— diamètre : 380 mm,
— hauteur : 490 mm.

Il comporte une partie fixe, un couvercle supérieur amovible permettant l'accès au thermostat intérieur et au quartz, et un fond également amovible permettant l'accès aux tubes et aux circuits des étages oscillateur et séparateur.

Ces manœuvres sont facilitées par le basculement de l'ensemble thermostatique autour des tourillons supportant l'appareil. Les figures 7 et 8 montrent le bloc thermostatique vu par-dessus (couvercle enlevé) et vu de côté (première enceinte enlevée).

L'enceinte en cuivre rouge de répartition de température est également réalisée en trois parties pour les mêmes raisons. Les toiles chauffantes sont disposées à raison de trois sur les couvercles, deux sur la partie fixe et une sur le fond et couvrent presque toute la surface intérieure; elles sont connectées en série par des broches à raccordement automatique.

Le thermostat intérieur à 55° est supporté par un berceau annulaire permettant la libre circulation de l'air dans l'enceinte à 50°; il est fixé par trois tendeurs et son raccordement au câblage général est fait par un fichier situé à la partie inférieure. De dimensions beaucoup plus réduites que le précédent :

— diamètre : 230 mm,
— hauteur : 260 mm,

il ne comporte qu'un couvercle donnant accès à l'enceinte du quartz; par contre, il possède un filtre thermique destiné à supprimer l'ondulation de température due à la régulation, et constitué par un pot en métal léger fondu de 10 mm d'épaisseur,

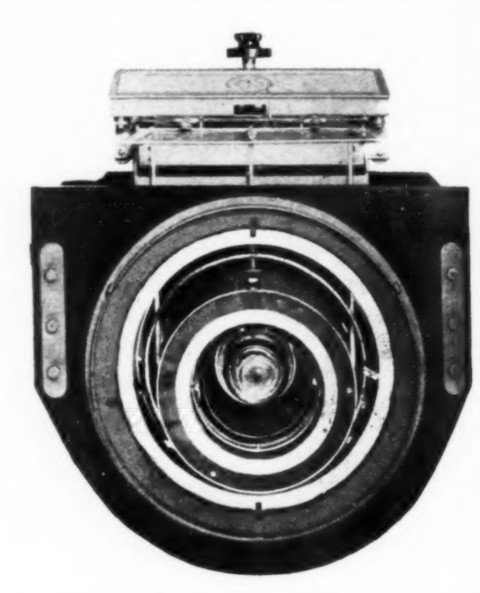


Fig. 7. — Vue supérieure du thermostat (couvercle enlevé).

qui est en deux parties et entoure complètement le cristal.

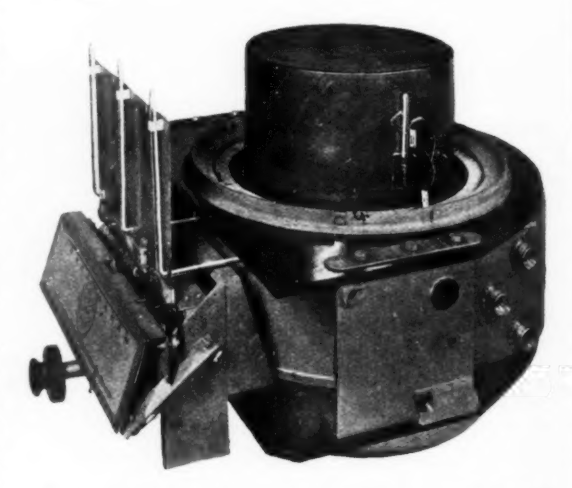


Fig. 8. — Vue du thermostat (première enceinte enlevée).

On se rendra compte de l'isolement du quartz par rapport au milieu ambiant en considérant qu'entre eux il n'existe pas moins de 22 enveloppes ou couches distinctes, conductrices de la chaleur ou isolantes,

qui jouent chacune leur rôle dans la régulation et le filtrage de la température.

Outre les thermomètres à contacts commandant le jeu des relais de régulation, des thermomètres de contrôle dont le réservoir plonge dans l'enceinte régulée et dont les graduations sont à l'extérieur de la baie, permettent d'en vérifier le bon fonctionnement. Leur précision est de 1/20 de degré pour le thermostat extérieur et de 1/50 pour le thermostat intérieur, la graduation étant limitée à la zone intéressée. Un thermomètre gradué en degrés permet en outre de suivre le réchauffage du thermostat extérieur lors de la mise en route.

c. Fonctionnement de l'étage oscillateur. — Le quartz est monté (*fig.* 9) entre la grille de contrôle

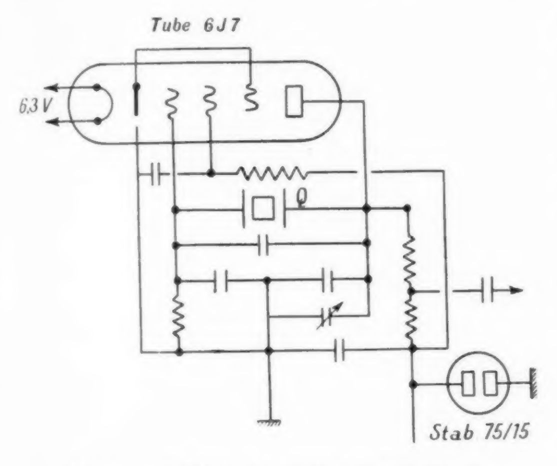


Fig. 9. — Schéma de principe de l'oscillateur.

et l'anode d'un tube pentode 6J7; le mode d'oscillation du cristal diffère notablement de celui utilisé dans le montage entre grille et cathode où l'oscillation correspond à la fréquence d'antirésonance du quartz. Si l'on considère l'impédance présentée par un quartz lorsque la fréquence varie de 0 à l'infini, et si l'on néglige en première approximation la résistance d'amortissement, on constate que la réactance, d'abord négative, s'annule pour une fréquence f_1 correspondant à la résonance de la self et de la capacité de la branche série du cristal proprement dit; elle devient infinie pour une fréquence f_2 légèrement supérieure (l'écart $f_2 - f_1$ est de l'ordre de 35 p pour un quartz à 100 kc/s) correspondant à l'antirésonance de la branche série et de la capacité parallèle. Lorsqu'on place une forte capacité aux bornes du quartz, comme c'est le cas dans le montage utilisé, la fréquence de fonctionnement se rapproche de la fréquence de résonance et l'impédance du quartz est équivalente à une self-inductance (de l'ordre de 5 mH dans le cas particulier, pour une capacité totale de 430 pF).

Le montage de l'oscillateur est donc analogue au montage dit « Colpitt », où le circuit oscillant est constitué par une self-inductance et deux capacités en série déterminant le taux de réaction. La charge anodique est constituée par une résistance dont une faible partie seulement est utilisée pour le couplage à l'étage séparateur.

Le réglage de la fréquence se fait par variation de la capacité placée entre anode et masse. Deux dispositifs sont prévus :

— d'une part un réglage de dégrossissage permettant de faire varier la fréquence de l'oscillateur par bonds de 0,5 c/s environ à l'aide de capacités fixes dont les valeurs sont en progression arithmétique, manœuvré par un commutateur à 12 positions (variation totale 480 pF par bonds de 40 pF).

— d'autre part un réglage d'appoint, seul utilisé en cours d'exploitation et constitué par un condensateur de 70 pF, recouvrant largement la variation d'un plot du commutateur.

d. Fonctionnement de l'étage séparateur. — Cet étage est un amplificateur à résistances du type classique et ne justifie aucune description particulière. Il est équipé également d'un tube pentode 6J7.

La tension anodique de l'oscillateur qui est de 75 V est spécialement régulée par un tube stabilovolt 75/15 placé dans le thermostat, comme les tubes 6 J 7, pour éviter l'influence des variations de température ambiante sur ses caractéristiques.

e. Réalisation. — Les circuits des étages oscillateur et séparateur apériodique sont disposés à la partie inférieure du thermostat extérieur (*fig.* 10) et sont parfaitement accessibles, par enlèvement du fond amovible. Ils sont montés sur une platine en alliage léger fondu très rigide. Les armatures fixe et mobile du condensateur variable sont fraisées dans des blocs de laiton et vieillies après usinage pour éviter toute déformation ultérieure; l'axe est monté sur un palier à billes avec rattrapage des jeux éventuels. Les connexions du câblage sont courtes et rigides.

Les deux commandes de fréquence sont sorties par deux axes concentriques sur l'avant de la baie. La commande du condensateur variable est obtenue par l'intermédiaire d'un démultiplicateur à deux rapports dont l'un, très démultiplié, correspond à une variation de fréquence de l'oscillateur de l'ordre de 1/20 000 c/s par degré, soit $0,5.10^{-10}$

environ. La position des réglages est rappelée sur un cadran à 12 000 points de lecture.

Le danger de réaction directe provenant du champ de l'étage de puissance ou de l'antenne est éliminé par le double blindage de l'armoire et par la triple paroi métallique du thermostat. Les couplages parasites qui pourraient s'introduire ne pourraient provenir que des conducteurs d'alimentation; aussi tous ces conducteurs ne pénètrent-ils dans le thermostat qu'à travers des filtres passe-bas disposés dans une cellule blindée formant ceinture et visible sur la figure 10.



Fig. 10. — Oscillateur et séparateur apériodique.

f. Quartz. — Le choix de la taille du quartz a fait l'objet de nombreux essais de laboratoire; le type GT a été retenu pour les motifs suivants :

— son coefficient de température est très faible dans de très grandes limites (de 10 à 80°);

— il peut être réalisé pour des fréquences de l'ordre de 90 à 130 kc; les fréquences de 550 à 1500 kc sont donc obtenues par multiplication de 6 à 12 et le risque de réaction sur l'oscillateur est très atténué;

— son mode d'oscillation comporte un point nodal en surface.

Le quartz se présente sous forme d'une plaque rectangulaire de 30 × 25 × 1,5 mm environ. Les deux faces sont recouvertes par projection cathodique d'une pellicule d'or qui constitue les électrodes et l'existence d'un point nodal au centre de la plaque permet de souder les connexions sur les électrodes, éliminant de ce fait un des principaux facteurs d'instabilité; l'expérience montre que l'oscillateur est absolument insensible aux chocs, même très violents.

Le quartz est monté dans une ampoule en deux parties assemblées, dont l'étanchéité est obtenue par poli optique, vidées après montage, ce qui permet d'obtenir des surtensions de l'ordre de 50 000 et isole complètement le cristal des influences extérieures.

2° Amplificateur. — L'étage séparateur apériodique fournit une tension de l'ordre de 7 V. L'amplificateur assure la multiplication de la fréquence du quartz jusqu'à la fréquence nominale de la station et délivre une puissance de 10 W permettant d'exciter un des petits étages de la chaîne d'amplification de l'émetteur. Il comporte à cet effet quatre étages accordés :

— un séparateur amplificateur de tension équipé d'un tube pentode 6 M 6;

— deux multiplicateurs équipés d'un tube pentode 6 M 6;

— un amplificateur de puissance équipé d'un tube pentode S. F. R. type P. 17;

— l'amplificateur couvre la gamme de 550 à 1500 kc en trois sous-gammes.

Les trois premiers étages sont alimentés par une source anodique stabilisée de 280 V; un dispositif de couplage variable permet d'adapter l'étage de puissance à un feeder coaxial dont l'impédance caractéristique peut varier de 80 à 200 Ω.

Réalisation. — Les différents étages sont alignés sur une platine métallique verticale, munie de berceaux suivant la disposition générale adoptée pour ce matériel. Le niveau d'excitation de chaque étage peut être réglé par un potentiomètre à faible impédance, et les organes d'accord permettent de couvrir la gamme sans changement des bobinages; les réglages ne sont pas accessibles de l'extérieur de la baie, cette opération n'étant faite qu'à la mise en service du matériel.

3° Dispositifs auxiliaires de régulation de température. — Le fonctionnement des thermostats (*fig.* 11) nécessite un certain nombre d'organes annexes qui ont été groupés sur une

platine commune, à la partie supérieure de la baie; elle comporte les dispositifs suivants :

— relais de régulation du thermostat extérieur;
— relais de régulation du thermostat intérieur;
— dispositif de compensation d'ambiance automatique;
— dispositif de compensation d'ambiance manuel;
— dispositif de chauffage rapide et de sécurité.

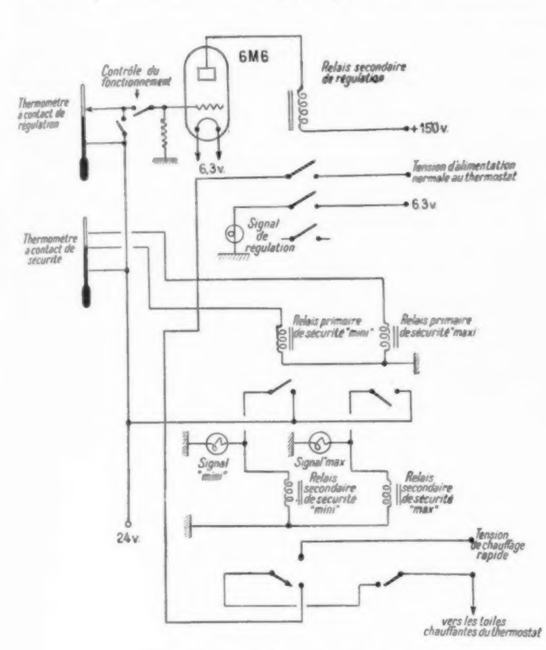


Fig. 11. — Schéma de principe d'un ensemble de régulation de température avec dispositifs de sécurité.

a. Relais de régulation. — Le thermomètre à contact situé dans chaque thermostat est connecté d'une part à une source de tension négative, ramenée à environ 15 V à l'aide d'un rhéostat non figuré sur le schéma, d'autre part à la grille de commande d'un tube relais (pentode type 6 M 6); un relais inséré dans le circuit d'anode du tube assure la commutation du courant circulant dans les toiles chauffantes; si le tube est hors service, le chauffage normal est interrompu et les dispositifs de sécurité entrent en jeu. Une lampe témoin correspondant à chaque thermostat s'allume pendant les temps de chauffage et permet de contrôler le bon fonctionnement de la régulation de température.

b. Dispositif de compensation d'ambiance automatique. — Il a été indiqué, à propos du fonctionnement des thermostats, que l'égalité des périodes de chauffage et de repos correspond aux conditions optima de fonctionnement et que, par conséquent, il était opportun de faire varier l'intensité du courant de chauffage en fonction de la température ambiante. Cette variation est assurée pour le thermostat extérieur par un dispositif automatique (*fig.* 12) fondé sur le principe suivant :

La variation du courant de chauffage étant assurée par un rhéostat, il convient de déplacer le curseur dans le sens qui tend à rétablir l'égalité recherchée (ce déplacement peut être extrêmement lent, comme les variations d'ambiance elles-mêmes). A cet effet, le rhéostat est entraîné par un moteur de faible puissance par l'intermédiaire d'un démultiplicateur à très grand rapport; le moteur tourne en permanence à vitesse constante, mais son sens de rotation est inversé à chaque fonctionnement du relais principal de régulation. La durée d'une période de chauffage ou de repos étant de quelques minutes, le curseur parcourt pendant ce temps quelques millimètres et l'intensité de chauffage n'en est pratiquement pas modifiée. Lorsque les temps de chauffage et de repos sont égaux, le déplacement total du curseur, pendant un cycle de régulation, est rigoureusement nul.

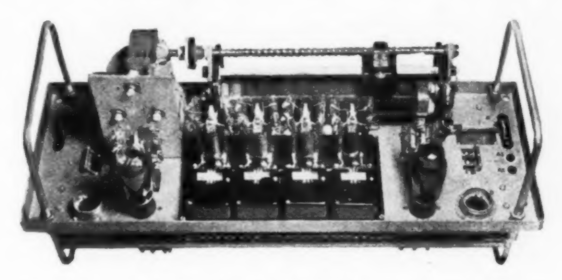


Fig. 12. — Dispositifs de régulation de température.

Si, au contraire, le rapport est différent de 1, par exemple 1,5 avec 6 mn de chauffage et 4 mn de repos (ce qui indique un courant trop faible) et si le curseur parcourt 2 mm à la minute, le déplacement résultant sera de 4 mm par cycle dans un sens tel que le courant tende à augmenter. Cette variation est insuffisante en elle-même pour rétablir les conditions optima, mais elle a un effet cumulatif et, après quelques cycles, l'égalité des temps de chauffage et de repos se trouvera rétablie par une succession de déplacements moyens de plus en plus réduits.

Des contacts de fin de course arrêtent le fonctionnement du moteur lorsque le curseur parvient à une extrémité du rhéostat.

La figure 13 montre, à titre d'exemple, groupées sur un même graphique, les courbes de variation de la température ambiante, du courant de chauffage et des déplacements du rhéostat automatique, en fonction du temps.

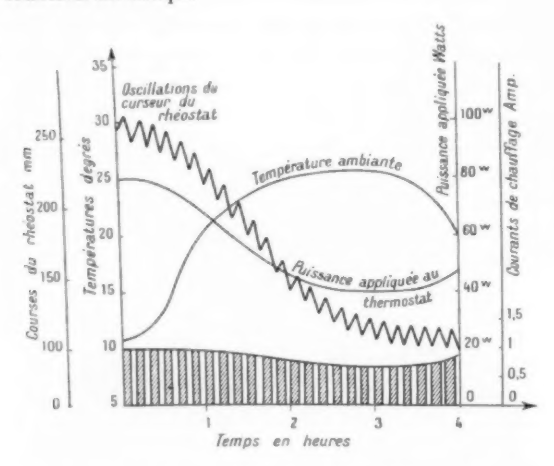


Fig. 13. — Variations de la puissance appliquée, du courant de chauffage et de la position du rhéostat de réglage lorsque la température ambiante varie.

Ce dispositif présente plusieurs avantages par rapport à un système directement asservi aux variations de température ambiante par l'intermédiaire d'un thermomètre à contacts;

— son action est continue,

— il évite de modifier le courant de chauffage prématurément (par suite des inerties calorifiques, les variations de température ne suivent en effet les variations d'ambiance qu'avec un décalage de plusieurs heures);

— il compense non seulement les variations d'ambiance, mais aussi les refroidissements intempestifs provenant de l'ouverture du thermostat, et constitue à ce titre un dispositif de réchauffage rapide automatique.

c. Dispositif de compensation d'ambiance manuel. — En cas de dérangement du dispositif de compensation automatique, un inverseur permet de substituer au rhéostat un commutateur permettant d'appliquer aux toiles chauffantes du thermostat extérieur des tensions variables fournies par un transformateur.

d. Dispositif de réchauffage rapide et de sécurité. — Les thermomètres de sécurité à deux contacts, étant d'une sensibilité inférieure à celle des thermomètres de régulation, peuvent actionner directement des relais primaires à faible consommation, alimentés sous une tension continue de 24 V, qui actionnent eux-mêmes des relais secondaires ouvrant la chaîne générale de sécurité et allumant un voyant vert ou rouge suivant qu'il s'agit d'un manque ou d'un excès de température. Les relais à maximum de température coupent simultanément le chauffage du thermostat en dérangement.

Les relais à minimum connectent, par contre, les toiles chauffantes sur une source de tension égale à 1,5 fois la tension maximum de régime normal, sans aucune résistance intermédiaire; sur cette position de réchauffage rapide, la puissance appliquée est sensiblement six fois plus élevée que la puissance moyenne d'entretien; la température du thermostat extérieur est atteinte, à partir de 20° C en moins de 2 h pour le thermostat extérieur et en moins de 6 h, à quelques centièmes près, pour le thermostat intérieur, comme le montrent les courbes ci-dessous (*fig.* 14).

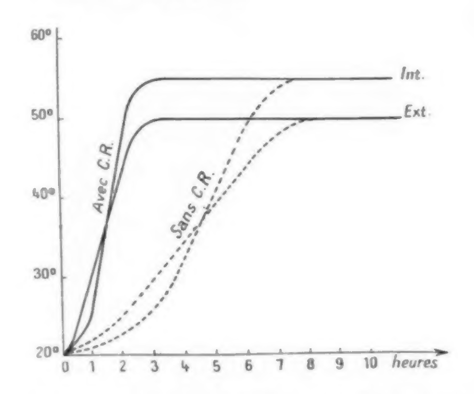


Fig. 14. — Effet du dispositif de chauffage rapide.

Ces dispositifs constituent en quelque sorte des ensembles complets de régulation de température pouvant fonctionner comme secours en cas de défaut des relais normaux, mais à une température légèrement différente.

Enfin, bien que la baie de synchronisation comporte une alimentation de secours assurée par un secteur distinct ou un groupe monophasé, une commutation permet d'entretenir la température du thermostat intérieur seul par alimentation directe sur une batterie de 24 V en cas de défaillance prolongée des secteurs d'alimentation; la puissance requise étant très faible, une autonomie de plusieurs jours peut être réalisée.

4° Récepteur phasemètre. — Ainsi qu'il a été exposé précédemment, il est nécessaire de

pouvoir effectuer un réglage pour ramener la fréquence des émetteurs satellites sur la fréquence de l'émetteur directeur de la chaîne synchronisée. Cette opération pose un problème délicat.

En effet, pour réduire les zones d'interférence gênante, les stations synchronisées sont éloignées l'une de l'autre, parfois de plusieurs centaines de kilomètres. Or il faut pouvoir recevoir le signal de réglage à toute heure du jour et en toute saison. Le récepteur utilisé devra donc être à très haute sensibilité.

D'autre part, la comparaison de la fréquence locale et de la fréquence reçue doit se faire avec une précision extrême puisqu'il s'agit de corriger des écarts très faibles.

Les différents organes nécessaires sont groupés sur la platine « Récepteur-Phasemètre » (*fig.* 15).

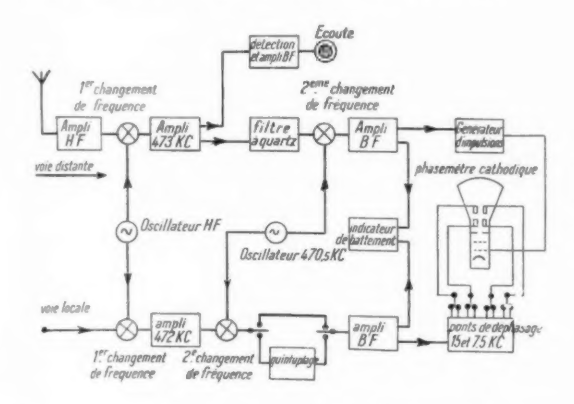


Fig. 15. — Schéma synoptique du récepteur-phasemètre.

Une première voie de réception, dite « voie distante », est réglée pour recevoir l'onde de l'émetteur-pilote. Elle est alimentée par une petite antenne et est constituée par un superhétérodyne classique à double changement de fréquence, la fréquence finale étant voisine de 1500 c/sec. Un filtre à quartz réduit la bande passante à 1 kc/sec environ.

Une deuxième voie de réception, dite « voie locale » est alimentée par une tension prélevée à la sortie de l'amplificateur HF. Elle comporte également un double changement de fréquence, utilisant les mêmes oscillateurs que la voie distante.

Il en résulte que la différence des fréquences existant à l'entrée des deux voies est la même que celle des fréquences finales. On est ainsi ramené à la comparaison de fréquences voisines de 1500 c/sec.

L'indicateur visuel actionné par les tensions de sortie des deux voies est constitué par un phasemètre cathodique fonctionnant comme un stroboscope.

Les plaques déviatrices du tube cathodique sont connectées au circuit de sortie de la voie « locale », par l'intermédiaire d'un pont de déphasage qui fournit deux tensions en quadrature.

Ces tensions sont appliquées respectivement aux plaques X — X′ et Y — Y′ du tube. Le faisceau cathodique décrit ainsi une trajectoire circulaire à une fréquence voisine de 1500 c/sec. En l'absence du signal-pilote, l'opérateur aperçoit sur l'écran du tube cathodique un cercle lumineux.

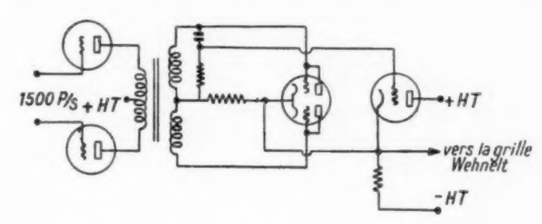


Fig. 16. — Génération d'impulsions à 1 500 p : s.

La grille Wehnelt du tube est excitée par des impulsions positives très brèves engendrées par la tension de sortie de la voie « distante ». Ces impulsions sont produites de la façon suivante. La tension B. F. subit d'abord un double redressement (*fig.* 16). La tension négative redressée (*fig.* 17)

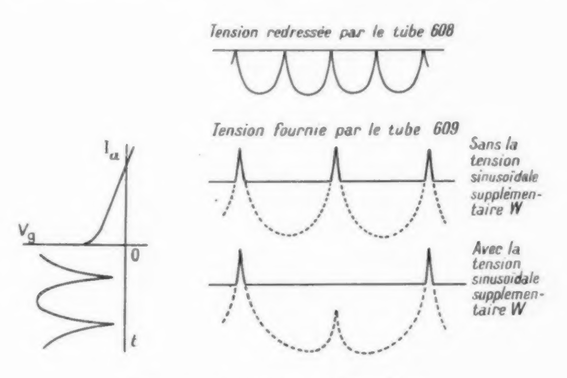


Fig. 17. — Tensions d'impulsion.

est appliquée entre la cathode et la grille de l'étage « impulsion », de façon à annuler le courant anodique. La tension recueillie aux bornes de la résistance de cathode est finalement transmise à la grille Wehnelt du tube cathodique.

Lorsque le signal à l'entrée de la voie « distante » atteint la valeur minima correspondant au fonctionnement normal, la tension transmise à la grille Wehnelt se trouve annulée, sauf pendant les fractions de la période B. F. voisines des zéros de la sinusoïde.

Ainsi, l'allumage du spot se produit uniquement lorsque la tension B. F. passe par les valeurs approchant le zéro.

Afin de réduire le nombre d'allumages à un par période, on injecte, en série avec la tension redressée, une faible tension sinusoïdale non redressée, dont la phase est en quadrature avec la tension alimentant le redressement. L'une des deux pointes de la sinusoïde redressée se trouvant neutralisée, la grille Wehnelt reçoit une seule impulsion positive par période (*fig.* 17).

Le fonctionnement du phasemètre se présente alors comme suit. Lorsque la fréquence « locale » est en synchronisme avec la fréquence-pilote, la cadence des allumages est égale à la fréquence de rotation du faisceau cathodique. L'allumage du spot se produit en un point fixe de la trajectoire circulaire décrite par le faisceau et le spot apparaît immobile. Si, au contraire, le synchronisme n'est pas atteint, l'effet stroboscopique se traduit par un déplacement du spot sur la trajectoire circulaire. Le spot tourne dans un sens ou dans l'autre, selon que la fréquence locale est inférieure ou supérieure à la fréquence-pilote, le nombre de tours par seconde étant égal à la différence des deux fréquences.

On aperçoit immédiatement l'avantage essentiel du système utilisé : l'observation du spot tournant fournit à l'opérateur le sens de la correction qu'il faut apporter à la fréquence du maître-oscillateur, en même temps que la valeur approximative de la retouche.

Le réglage, de ce fait, est beaucoup plus rapide que lorsqu'on utilise le système classique de battement.

Cependant, lorsqu'on désire tirer parti de toutes les possibilités fournies par les nouveaux oscillateurs à quartz dont la stabilité peut dépasser 10^{-8} en valeur relative, il est nécessaire d'opérer le réglage initial avec le maximum de précision. Afin de ne pas allonger le temps nécessaire au réglage, on a prévu un mode de fonctionnement à vitesse quintuplée qu'on peut mettre en service à l'aide d'un commutateur à deux positions « simple-quintuplée ». En position « quintuplée », la fréquence de la tension B. F. fournie par la voie locale est quintuplée.

Elle attaque ensuite un pont de déphasage qui fournit aux plaques déviatrices du tube cathodique deux tensions en quadrature à 7500 p/sec environ. Le faisceau cathodique tourne alors cinq fois plus vite qu'en position « simple », et la vitesse apparente du spot est multipliée par 5.

Alors qu'un écart de l'ordre de 10^{-8} donnait pour une fréquence de 1000 kc/sec une vitesse de rotation d'un tour en 100 sec, la nouvelle vitesse est d'un tour en 20 sec.

Il est à remarquer que l'ouverture angulaire du spot est également cinq fois plus grande. Elle est cependant suffisamment réduite pour que le repérage instantané de la position du spot reste aisé.

En plus des voies de réception principales et de l'indicateur cathodique qu'on vient de décrire, la platine « réception » porte quelques organes auxiliaires. On y trouve notamment une voie « d'écoute », branchée sur la sortie de la voie « distante », qui permet à l'opérateur de contrôler la modulation de l'émetteur pilote.

Un indicateur à battements du type classique fait également partie de l'ensemble de réception, à titre de matériel de secours.

Les principales caractéristiques des récepteurs de contrôle se trouvent résumées ci-après :

— gamme couverte : 550-1500 kc/sec;

— sensibilité de la voie « distante » :

une tension de 2 μV dans 200 Ω appliquée à l'entrée, fournit un spot de 30° d'ouverture; une tension de 1 μV est encore utilisable, l'ouverture du spot ne dépassant pas 10°;

— largeur de bande passante de la voie « distante : environ 1200 p/sec à 6 db;

— protection contre l'onde-image : supérieure à 60 db sur toute la gamme;

— sensibilité de la voie « locale » :

une tension de 500 μV dans 4 Ω produit un cercle de 6 mm de diamètre sur l'écran du tube cathodique;

— réinjection :

la réinjection résiduelle des tensions amplifiées d'une voie à l'autre est négligeable.

5° Alimentation. Sécurité. — L'alimentation de la baie peut être assurée soit par un secteur monophasé normal, soit par un secteur de secours automatiquement commuté en cas de défaillance du précédent.

Les organes destinés à fournir les diverses tensions nécessaires sont rassemblés sur deux platines placées à la partie inférieure de la baie sur un cadre suspendu élastiquement.

Un commutateur à quatre positions :

Arrêt. Veille. Réglage. Émission,

permet de ne mettre en service que les alimentations nécessaires à l'opération à effectuer.

Divers dispositifs de signalisation de sécurité sont prévus, tels que la mise en marche d'un klaxon en cas de défaillance du secteur, et la mise en marche d'une sonnerie si la tension anodique de l'un des six tubes amplificateurs baisse anormalement, ou si la température des thermostats dépasse les limites fixées.

6. Exploitation de la baie de synchronisation.

Les interventions du personnel pour l'exploitation se limitent à quelques manœuvres extrêmement simples, à l'occasion du calage de la fréquence des stations secondaires sur celle de la station directrice.

a. Réglage. — A l'heure fixée pour cette opération, l'opérateur place le commutateur sur la position « réglage » et s'assure rapidement à l'aide des appareils de contrôle du bon fonctionnement du récepteur et de l'amplificateur. Il rectifie les réglages du récepteur de manière à obtenir un spot net et lumineux tournant sur une trajectoire circulaire, et note éventuellement la durée du battement et le sens de rotation sur un tableau.

Il tourne ensuite le bouton de commande de fréquence dans le sens provoquant l'immobilisation approximative du spot, attend 1 ou 2 mn pour observer le sens du déplacement résiduel et termine le réglage par une retouche effectuée à l'aide de la commande à grande démultiplication après avoir placé le commutateur prévu à cet effet sur la position « quintuplée » qui multiplie par 5 la vitesse angulaire du spot.

Le réglage terminé, il note la graduation lue sur le cadran, et place le commutateur sur la position « émission »; la durée totale du réglage est de l'ordre de 5 mn.

b. Surveillance et entretien. — En principe, et grâce aux nombreux organes de protection et de sécurité, la baie ne nécessite aucune surveillance, sous réserve que le personnel puisse être alerté par l'appel de la sonnerie d'alarme ou du klaxon en cas de dérangement. Toutefois, aucune précaution n'étant superflue dans le domaine de la synchronisation, un contrôle journalier de la température des thermostats, de l'échauffement des divers éléments et du fonctionnement du moteur de compensation automatique d'ambiance est particulièrement recommandé.

Des visites d'entretien doivent être effectuées périodiquement pour vérifier le graissage du moteur et changer systématiquement les tubes ayant dépassé leur durée garantie, sans attendre qu'un incident se produise.

Conclusion.

Ainsi qu'on a pu le voir dans cette étude, l'installation d'un réseau synchronisé pose des problèmes délicats et exige des oscillateurs dont la stabilité et la finesse de réglage atteignent une précision réservée jusqu'ici aux appareils de laboratoire.

Sans entrer dans le détail des réalisations, les pages qui précèdent ont exposé le principe des solutions adoptées pour obtenir de telles performances.

En confirmant l'exactitude des prévisions, le fonctionnement des baies de synchronisation de ce type, en service dans les réseaux de la Radiodiffusion Française, a montré qu'elles répondaient à toutes les exigences de l'exploitation.

UN RÉCEPTEUR DE TRAFIC : LE RECRO 451

PAR M. JUILLET,

Ingénieur à la Société Française Radio-Électrique.

SOMMAIRE. — *L'auteur indique le fonctionnement général des liaisons à grande distance en téléphonie et en télégraphie. Il montre sommairement quels sont les aménagements d'un Centre d'écoute reliant les récepteurs aux aériens d'une part et aux circuits téléphoniques d'autre part.*

Il s'étend plus longuement sur la description et les caractéristiques du récepteur de trafic RECRO 451 et donne quelques-unes de ses performances.

RÉCEPTEUR DE TRAFIC ET LIAISONS A GRANDE DISTANCE.

Le récepteur de trafic fait partie d'un ensemble d'installations permettant d'écouler par la voie hertzienne les communications téléphoniques ou télégraphiques.

L'exploitation de ces installations est confiée à des Administrations publiques ou privées. Celles-ci ont la responsabilité d'assurer le fonctionnement régulier des liaisons mises à la disposition du public ou des organismes officiels. Le volume du trafic journalier à transmettre ou à recevoir nécessite des installations importantes.

Le matériel utilisé doit pouvoir assurer un service permanent dans les conditions normales d'exploitation. Il doit être assez robuste pour résister aux manœuvres courantes ou aux fausses manœuvres. Il doit être apte également à fonctionner dans les régions à climat tropical sans risquer de perdre ses qualités du fait de l'humidité ou de la température du lieu d'utilisation, ou encore de la présence d'insectes pouvant attaquer les isolants.

Les installations destinées à assurer le service des radiocommunications sont en général groupées d'après leur fonction.

Communications télégraphiques.

Le Bureau Central Radioélectrique (désigné par B. C. R.) pour le Service télégraphique reçoit des usagers les télégrammes et les traduit en code. Il les transmet au Centre Émetteur sous forme de signaux sur lignes. Il reçoit du Centre Récepteur les signaux composant les textes des messages venant des correspondants. Les télégrammes sont enregistrés, déchiffrés et transmis aux destinataires.

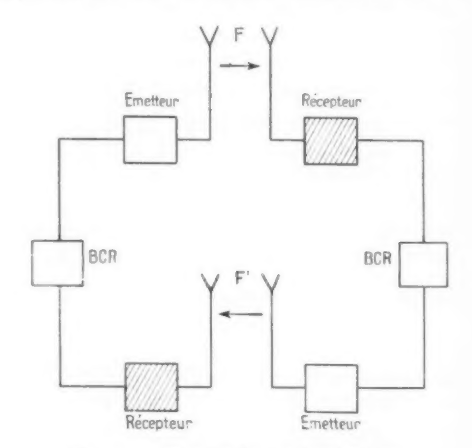


Fig. 1. — Ensemble des installations d'une liaison radiotélégraphique.

Le bon fonctionnement d'un tel service dépend de l'exactitude et de la rapidité des transmissions. On conçoit que des signaux mal formés ou comportant des fautes imputables aux appareils demandent de la part des services de contrôle une attention soutenue. Les mots ou textes incomplets nécessitent des répétitions coûteuses et augmentent les délais d'acheminement.

Il importe, dans un but de sécurité, que le matériel employé puisse remplir sa fonction avec une surveillance aussi réduite que possible.

Certaines émissions télégraphiques ayant le caractère d'informations internationales sont transmises à heure fixe sans prise de contact préalable et sans répétition. Il est nécessaire que le récepteur destiné à recevoir des émissions de ce genre, non seulement soit en état de fonctionnement au moment où commence la transmission du texte, mais encore soit exactement calé sur la fréquence de l'émetteur.

Les appareils d'enregistrement installés au B. C. R. à l'extrémité de la ligne doivent aussi être en état d'inscrire dès que le premier signal arrive.

C'est en remplissant toutes ces conditions que le service courant peut être assuré.

Communications téléphoniques.

L'ensemble de l'installation assurant les communications radiotéléphoniques est distinct de celui réservé à la télégraphie. Ceci est dû au principe même de l'exploitation qui est totalement différent.

La télégraphie nécessite l'intermédiaire d'un personnel de spécialistes pour l'utilisation des appareils produisant les signaux suivant certains codes.

La téléphonie met en relation directe les usagers qui peuvent parler et entendre dans leur langue, en passant par l'intermédiaire d'un ensemble de circuits disposés au Centre de liaison du réseau.

Le dispositif de liaison au réseau permet de connecter un abonné au téléphone à un émetteur d'une part et à un récepteur d'autre part. Le dispositif est muni d'amplificateurs de blocage qui empêchent le signal venant du récepteur d'être renvoyé dans le circuit de l'émetteur, provoquant ainsi échos ou amorçages.

LE CENTRE RÉCEPTEUR.

Les installations composant le centre « d'écoute » conditionnent un certain nombre d'éléments du récepteur de trafic.

Liaisons des aériens aux récepteurs.

L'emplacement du centre de réception est choisi dans une région éloignée des installations industrielles, dans le but d'éviter les perturbations produites par les champs parasites. La distance entre le centre récepteur et le centre émetteur dépendant d'un même B. C. R. est suffisante pour que les émissions locales n'apportent pas de gêne sur les appareils récepteurs.

Un terrain vaste et dégagé entoure le bâtiment des récepteurs. L'implantation des aériens est étudiée de manière que ceux-ci ne réagissent pas les uns sur les autres.

La majorité des liaisons se fait dans la gamme des ondes décamétriques où les émissions sont nombreuses et rapprochées en fréquence. On élimine une partie des signaux inutiles et gênants, par le choix d'aériens à effet directif.

L'emploi d'un grand nombre de ces aériens conduit à des distances de plusieurs centaines de

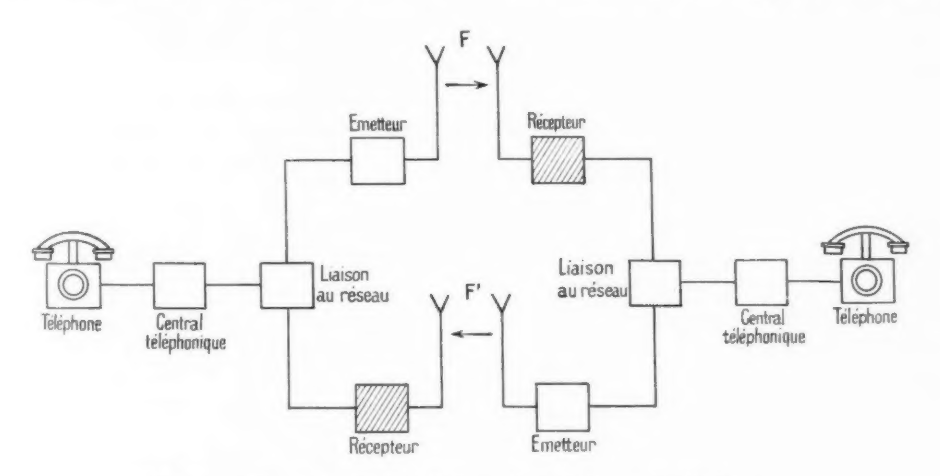


Fig. 2. — Ensemble des installations d'une liaison radiotéléphonique.

mètres entre l'antenne et le récepteur. Le transport de l'énergie captée se fait par l'intermédiaire de feeders aboutissant au bâtiment des récepteurs. On utilise soit des feeders symétriques, soit des feeders coaxiaux.

Dans les installations importantes où il est nécessaire de pouvoir commuter aériens et récepteurs, les feeders coaxiaux facilitent la réalisation de l'appareillage correspondant.

Les récepteurs doivent pouvoir être adaptés à l'un ou à l'autre type de feeder.

Liaison des récepteurs aux circuits télégraphiques ou téléphoniques.

Les signaux télégraphiques sont renvoyés vers le B. C. R. et les courants de parole vers le Centre de liaison au réseau. La commutation des sorties de récepteurs sur les départs de ligne est faite sur un standard téléphonique.

Le circuit de sortie à basse fréquence du récepteur doit permettre une adaptation correcte aux lignes de départ.

L'appareil de contrôle auditif de sortie est en général un simple casque téléphonique à l'usage de l'opérateur affecté à la surveillance du fonctionnement du récepteur.

LE RÉCEPTEUR RECRO 451.

Le récepteur de trafic Recro 451 a été construit par la Société Française Radioélectrique dans le but de répondre aux conditions d'exploitation des services de radiocommunications.

Il a bénéficié de l'expérience acquise lors des réalisations précédentes, et du concours apporté par le Service de la T. S. F. de l'Administration des P. T. T., notamment au moment de la mise en exploitation des prototypes.

Le récepteur a été étudié pour permettre la réception des émissions soit en téléphonie, soit en télégraphie avec ou sans enregistrement.

Il réalise, outre la fidélité de reproduction nécessaire au trafic, les conditions de sélectivité, de stabilité et de régularité du niveau de sortie assurant la sécurité de l'exploitation.

Constitution du récepteur (*fig.* 3-4).

Le récepteur Recro 451 est un superhétérodyne à double changement de fréquence permettant l'écoute des émissions dans la gamme 13-80 m. Il donne la possibilité de faire de la réception multiple (diversity) à deux ou trois récepteurs, sans modification.

Le récepteur comprend :

a. Un amplificateur haute fréquence à deux étages;
b. Un premier changement de fréquence;
c. Une hétérodyne haute fréquence séparée;
d. Un oscillateur à quartz à cinq fréquences réglées;
e. Un premier amplificateur intermédiaire à un étage et à filtre à quartz;
f. Un deuxième changement de fréquence;
g. Une hétérodyne séparée, pilotée par quartz;
h. Un deuxième amplificateur intermédiaire à deux étages et à filtre de bande;
i. Une détection symétrique;
j. Une détection pour le contrôle automatique de gain;
k. Une hétérodyne de battement à fréquence réglable;
l. Un amplificateur basse fréquence avec limiteur de parasites;
m. Un manipulateur musical;
n. Un circuit de contrôle et de « battement zéro »;
o. Un indicateur de dérive;
p. Les circuits de liaison en diversity;
q. Un oscillographe de contrôle;
r. Une alimentation sur secteur.

Description.

a. L'amplificateur haute fréquence à quatre circuits accordés comporte deux étages dont le premier est équipé avec une lampe à faible souffle. La gamme 13-80 m est couverte en trois sous-gammes.

Un tambour gradué en fréquences et en longueurs d'ondes est lié aux condensateurs d'accord actionnés en mono-commande.

Les circuits oscillants montés sur stéatite ont un coefficient de surtension élevé. La sélectivité obtenue assure une bonne protection contre l'onde-image et le point du second harmonique.

Deux fiches sont prévues pour recevoir soit un feeder coaxial, soit un feeder symétrique.

Le couplage au feeder coaxial est réalisé à l'aide d'une petite capacité variable. Celle-ci constitue avec le circuit oscillant d'entrée, un transformateur élévateur permettant d'adapter l'impédance de 80 Ω du feeder concentrique à celle du circuit oscillant.

Un enroulement couplé au circuit oscillant d'entrée permet l'utilisation d'un feeder symétrique d'environ 700 Ω d'impédance.

b. Le premier changement de fréquence. — Le premier changement de fréquence est effectué par une hexode excitée par un oscillateur séparé.

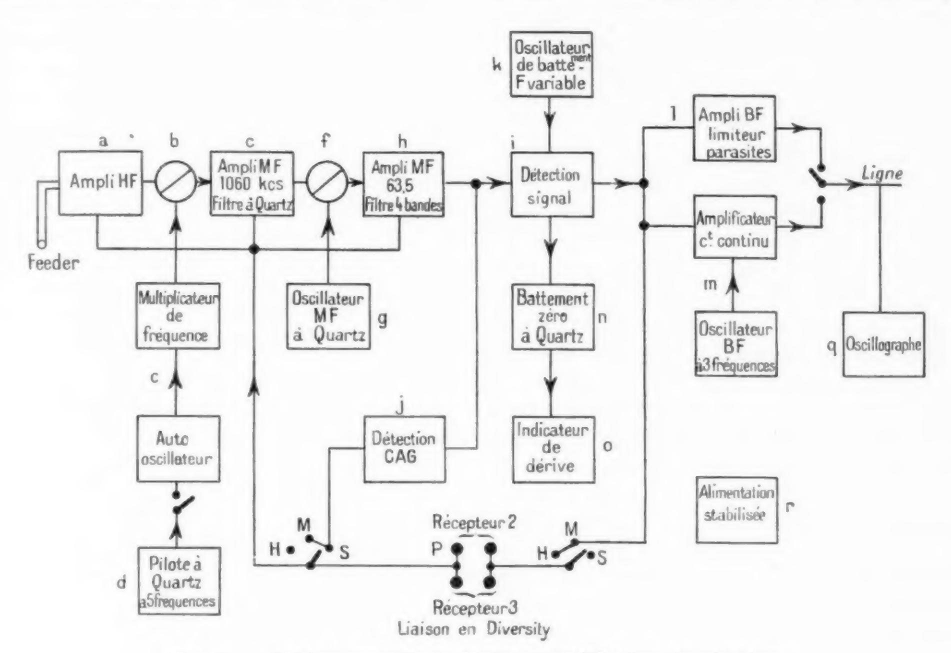


Fig. 3. — Schéma synoptique. Chaîne d'amplification du récepteur.

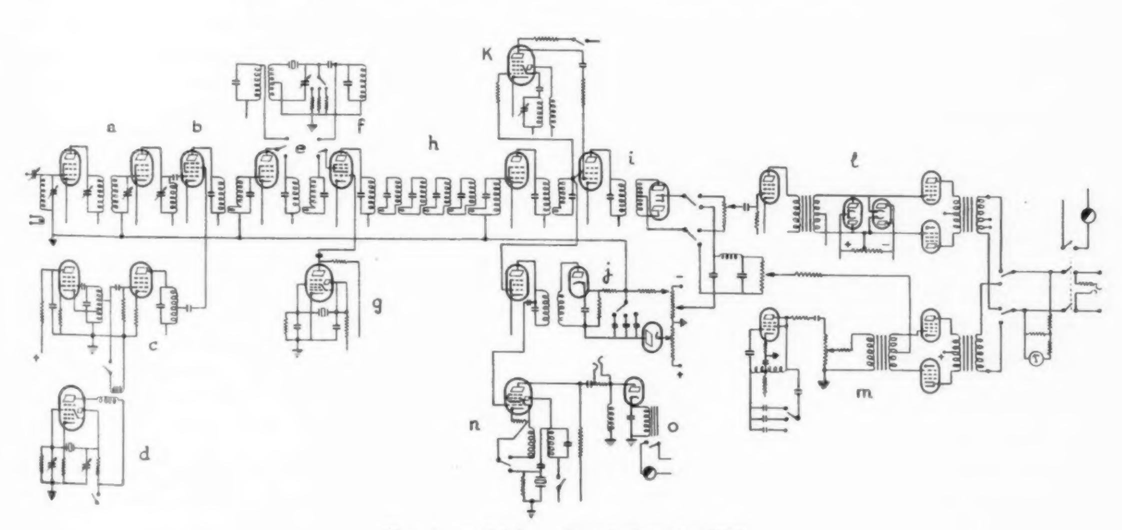


Fig. 4. — Schéma de principe simplifié.

c. L'hétérodyne haute fréquence se compose d'un oscillateur suivi d'un étage séparateur.

L'oscillateur couvre la gamme de 2,75 à 6 Mc : sec, sans aucune commutation.

Le cadran du condensateur variable permet d'obtenir 2000 points de lecture différents. Un vernier au 1/10 permet de repérer avec précision les points situés entre deux graduations. Une graduation en fréquences et longueurs d'ondes facilite les réglages.

L'étage oscillateur est suivi d'un étage séparateur

fonctionnant en amplificateur ou en multiplicateur de fréquence.

La fondamentale est employée pour le changement de fréquence dans la gamme de 3,75 à 7 Mc : sec. Les fréquences nécessaires aux sous-gammes supérieures sont obtenues par multiplication. On utilise suivant la sous-gamme l'harmonique 2 ou l'harmonique 4.

L'étage oscillateur ne comportant aucun commutateur, sa stabilité de fréquence est excellente.

Diverses autres précautions ont été prises pour améliorer encore cette stabilité.

Le condensateur variable a ses armatures montées sur stéatite.

La bobine de l'oscillateur est formée par une hélice argentée en saillie sur la surface d'un cylindre en stéatite rectifiée.

La lampe et le circuit oscillant sont fixés sur un bloc fondu suspendu élastiquement pour éviter les vibrations qui pourraient être transmises par le bâti.

Cette disposition évite l'effet de Larsen et la modulation de fréquence quand, en moyenne fréquence, on utilise les filtres à bandes étroites. La courbe de filtrage dans la zone d'atténuation présente en effet des caractéristiques analogues à celles d'un discriminateur qui peut entrer en action si la fréquence est instable.

L'avantage de ces dispositions est de réduire la surveillance à exercer sur l'appareil pendant le trafic, les retouches à la fréquence d'hétérodyne n'étant pratiquement pas nécessaires.

d. L'oscillateur à quartz haute fréquence est prévu pour recevoir des correspondants sur des fréquences fixes sans aucune recherche.

Il peut être équipé avec cinq quartz. Une commutation permet de choisir la fréquence à utiliser. Les quartz employés oscillent sur des fréquences situées dans la sous-gamme de l'auto-oscillateur. L'étage multiplicateur de l'hétérodyne, excité par le pilote à quartz, délivre s'il y a lieu les fréquences harmoniques 2 ou 4.

La réalisation particulière du dispositif de pilote à quartz permet en outre d'effectuer une légère correction de fréquence, qui peut être utile dans le cas où l'émetteur s'est écarté de la fréquence assignée.

La variation de fréquence peut être accidentelle, par suite d'un déréglage du maître-oscillateur. Elle peut être voulue pour éviter, à la réception, un brouilleur trop rapproché. La plage de correction est de l'ordre de 2/10 000.

e. Le premier amplificateur intermédiaire est calé sur 1060 kc : sec. Il comporte un filtre d'entrée à deux circuits couplés, une pentode amplificatrice à pente variable et un filtre de sortie à deux circuits couplés. L'ensemble présente une bande passante de 14 kc : sec.

Un commutateur permet d'insérer un filtre à quartz à six bandes passantes préréglées entre 50 et 1000 p : sec. Celui-ci est monté avec un circuit de compensation permettant de déplacer une pointe d'atténuation ou « crevasse » d'un côté et de l'autre de l'axe de la bande. Ce dispositif facilite l'élimination d'un brouilleur.

f. Le second changement de fréquence s'effectue aussi par hexode et hétérodyne séparée.

g. L'hétérodyne séparée stabilisée par quartz sur 1123,5 kc : sec délivre la tension nécessaire au deuxième changement de fréquence.

h. Le deuxième amplificateur intermédiaire est réglé sur 63,5 kc : sec. Il comprend :

1 filtre d'entrée à 4 bandes passantes,
1 amplificateur à deux étages,
1 filtre à deux circuits couplés.

Les bandes passantes sont normalement réglées sur 12, 7, 4 et 1,5 kc : sec. Elles peuvent être choisies par l'opérateur pour permettre l'écoulement du trafic télégraphique ou téléphonique et les retransmissions de radiodiffusion. Leur commande est couplée avec celle du filtre à quartz.

i. La détection du signal est effectuée par une double diode montée en symétrique de façon à doubler la fréquence porteuse.

L'écart de fréquence avec le signal détecté étant plus grand, le filtrage est plus simple à réaliser. Cette disposition évite les sifflements qui pourraient se produire entre les résidus des fréquences porteuses dans le fonctionnement en diversity.

En télégraphie, un filtre passe-bas élimine la modulation de l'émetteur afin de faciliter l'enregistrement.

j. La détection pour le contrôle automatique de gain est effectuée par une double diode après un étage amplificateur supplémentaire.

Les vitesses de resensibilisation peuvent être réglées suivant le type de trafic à effectuer en utilisant l'une des trois constantes de temps. La commande du C. A. G. est sensible aux crêtes des signaux en télégraphie. La sensibilité du récepteur ne dépend pas, dans ce cas, du taux de remplissage des signaux,

condition indispensable pour le fonctionnement correct avec les codes Morse, Baudot, etc.

Par contre, en téléphonie, la commande est sensible au niveau moyen des signaux, mais elle ne dépend pas, pratiquement, du taux de modulation de l'émission reçue.

Le réglage de la sensibilité générale du récepteur est obtenue par la manœuvre d'un potentiomètre réglant la tension de retour des grilles asservies.

Une commande de seuil de fonctionnement fixe le niveau à partir duquel la commande automatique agit sur la sensibilité du récepteur.

Le réglage est fait de manière que la correction du niveau de sortie en fonction des variations de niveau d'entrée se fasse dans des limites assez étendues.

k. L'hétérodyne de battement est prévue pour le cas de réception difficile en télégraphie. Elle permet, par interférence avec le signal, de produire une note musicale dont la fréquence peut être réglée entre 0 et 3 kc : sec.

Cet oscillateur peut également être utilisé pour la réception d'une émission télégraphique par « déplacement de fréquence ». Avec des « déplacements » de l'onde porteuse de 600 p/sec, on emploie généralement à la réception un appareillage basse fréquence dont les axes des filtres sont réglés sur 2250 et 2850 p/sec. L'hétérodyne de battement doit alors être calée sur 66,05 kc : sec pour produire ces deux fréquences par interférence avec la moyenne fréquence.

La stabilité de l'oscillateur, de l'ordre de 10^{-4}, est suffisante pour assurer une réception correcte. L'hétérodyne haute fréquence doit, dans ce cas, être pilotée par quartz.

l. L'amplificateur basse fréquence pour la téléphonie comporte un étage dissymétrique attaquant un étage de sortie monté en push-pull.

Un limiteur de niveau de parasites à diodes est intercalé entre les deux étages. Son montage symétrique donne un effet de limitation identique sur les alternances positives et sur les alternances négatives. Son action peut être dosée en fonction du niveau de sortie de manière que l'amplitude de crête des parasites ne soit pas sensiblement supérieure à celle du signal.

Le niveau de sortie peut atteindre 100 mW.

La courbe de réponse de cet amplificateur ne varie pas de plus de 2 db entre 30 et 6000 p : sec pour une charge de 800 Ω équivalente à la ligne.

m. Le manipulateur musical est un dispositif placé à la suite de la détection pour transmettre sur ligne une fréquence musicale au rythme des signaux reçus en A_1 ou en A_2.

Il comprend un étage symétrique attaqué en permanence par un oscillateur basse fréquence local pouvant délivrer trois fréquences au choix de l'opérateur.

L'étage est bloqué par une polarisation fixe et débloqué par le courant détecté produit par les signaux reçus. On peut ainsi envoyer à distance l'une des trois fréquences musicales.

Le niveau de sortie est réglable à l'aide d'un atténuateur.

n. Les circuits de battement zéro et de contrôle sont à la disposition de l'opérateur pour lui permettre de vérifier le calage de l'onde porteuse et d'écouter les signaux non modulés. Le centrage du signal reçu, dans l'axe de l'une quelconque des bandes passantes, se fait à l'aide d'un oscillateur à quartz, calé sur la deuxième moyenne fréquence.

Le réglage de l'hétérodyne haute fréquence s'obtient par la méthode de « battement zéro ». D'autre part, un commutateur sert à décaler la fréquence de l'oscillateur d'environ 1 kc : sec. On a ainsi la possibilité d'un contrôle de l'onde porteuse par battement en même temps que fonctionne le manipulateur musical. L'observation du battement peut se faire au casque. Le fonctionnement du dispositif n'apporte pas de trouble sur la ligne.

o. L'indicateur de dérive signale les variations dans le temps de la fréquence de l'hétérodyne haute fréquence.

Un voyant lumineux s'éclaire lorsque la fréquence d'hétérodyne est écartée de plus de 300 p : sec de la valeur correspondant au « battement zéro ». Une seconde position donnant un léger décalage systématique, permet d'avoir une signalisation de fonctionnement du récepteur en télégraphie.

Un relais, actionné par le signal dû au battement, commande à cet effet la lampe témoin.

p. Les circuits de liaison en diversity sont montés dans le même caisson que les circuits de détection. Un câble suffit pour réunir entre eux les appareils associés.

Le récepteur peut être accouplé à un ou deux autres pour recevoir le même correspondant sur la même fréquence. Chaque récepteur est branché sur un aérien. Les circuits de détection et de contrôle automatique de gain des différents appareils sont reliés par le jeu d'un commutateur.

Les récepteurs associés actionnent des circuits de détection communs. Les grilles des étages asservis sont de ce fait commandées par le récepteur soumis

au signal le plus fort. Le rapport signal à bruit dans ces conditions, est, en général, celui correspondant au niveau du signal le plus élevé.

Le fonctionnement en diversity peut être également employé sur des fréquences différentes quand deux émetteurs transmettent le même programme. C'est le cas notamment au moment où les conditions de propagation de l'onde de trafic deviennent défavorables. Le changement d'onde peut se faire sans interruption en accordant successivement les récepteurs sur la nouvelle fréquence. Pendant cette opération l'amplificateur haute fréquence de l'un des appareils est accordé sur une onde différente de celle sur laquelle fonctionnent les autres. Ceci n'altère pas l'effet « diversity » qui, à sensibilité égale, ne dépend que du niveau du signal reçu.

q. L'oscillographe de contrôle équipé d'un tube petit modèle, permet de contrôler la forme des signaux sur le récepteur même. Il est particulièrement intéressant pour la télégraphie. L'observation des signaux facilite la retouche des réglages, si nécessaire.

Les amplificateurs peuvent être employés à des vérifications en basse fréquence sur les circuits de sortie. Ils ont des courbes de réponse telles qu'ils peuvent être utilisés à des contrôles sur les circuits moyenne fréquence ou sur les oscillateurs à fréquence fixe (*fig.* 5).

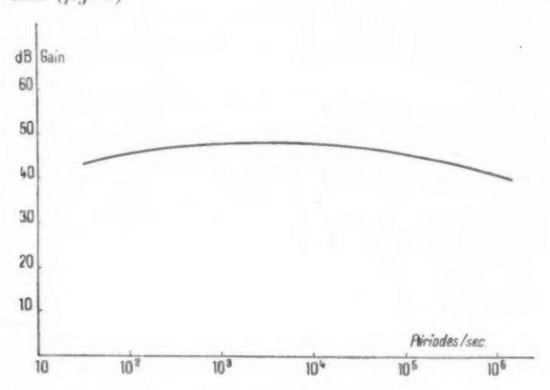


Fig. 5. — Courbe de réponse d'un amplificateur d'oscillographe.

Un potentiomètre gradué en volts permet d'obtenir une tension de référence que l'on peut comparer à l'amplitude du signal observé sur l'écran du tube.

r. L'alimentation de l'ensemble, située à la partie inférieure de la baie, délivre les tensions alternatives de chauffage et les tensions redressées stabilisées. La consommation au secteur est inférieure à 300 W.

Lampes.

Les lampes utilisées sont choisies parmi les types normalisés sur culot octal.

La lampe R 21 9est employée comme lampe d'entrée à cause de son faible souffle.

Les pentodes à pente fixe et à pente variable sont des EF 36 et EF 39.

Les mélangeuses sont des triodes hexodes ECH 33, les diodes des 6H6, les lampes de sortie des 6V6.

L'alimentation est équipée avec des valves 5Y3 GB et des tubes régulateurs de tension REG 100 et 280/80.

Présentation (*fig.* 6-7-8).

Le récepteur est présenté sous forme d'une baie métallique de 2 m de hauteur, 0,60 m de largeur

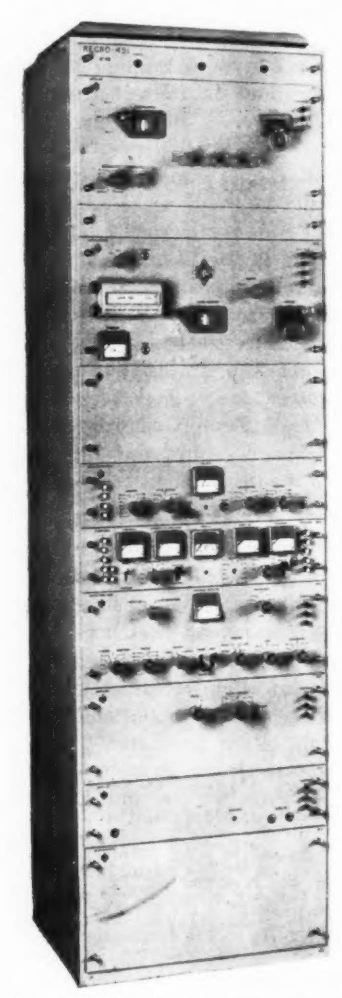


Fig. 6. — Le récepteur RECRO 451.

et 0,40 m de profondeur. Le poids est d'environ 300 kg.

Ces dimensions, qui semblent considérables pour un récepteur, résultent en partie de l'encombrement des pièces détachées utilisées afin de répondre à des magnétiques rendus étanches et montés sous blindages individuels. Le câblage des éléments de petites dimensions tels que les résistances et condensateurs est supporté par des barrettes isolantes en matière moulée.

La baie contient plusieurs châssis en acier superposés sur des glissières. La face avant de chaque

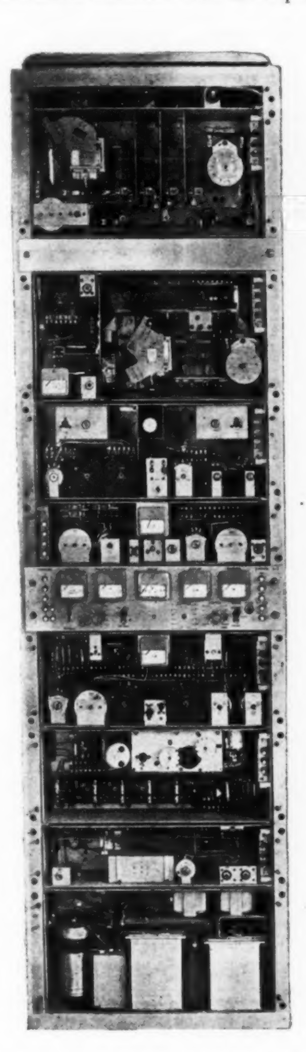


Fig. 7. — Vue avant panneaux enlevés.

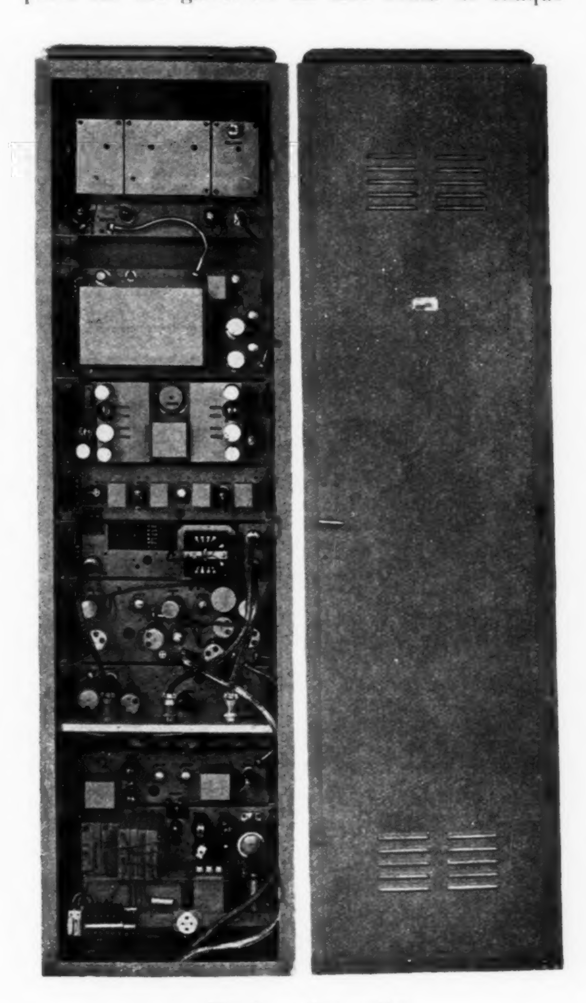


Fig. 8. — Vue arrière.

conditions d'étanchéité, d'échauffement ou de résistance à l'humidité. C'est ainsi que les transformateurs d'alimentation et les condensateurs de filtrage au papier sont en cuves étanches, les potentiomètres à variation continue ont une résistance émaillée sur stéatite, les potentiomètres à plots sont en boîtiers métalliques.

Les bobinages sont soit sur stéatite, soit en pots

châssis est fermée par un panneau amovible permettant une visite facile des éléments, même pendant le fonctionnement. L'arrière du meuble est fermé par une porte donnant accès aux lampes et aux différents circuits montés sur les caissons.

Les démontages et remontages sont rendus plus rapides grâce à l'emploi de boutons de commande fixés seulement par pression d'un ressort sur l'axe.

La répartition des éléments dans la baie est faite dans l'ordre suivant (*fig.* 9) :

— Amplificateur haute fréquence;
— Pilote à cinq quartz;
— Hétérodyne haute et moyenne fréquence;
— Oscillographe;
— Enregistrement;
— Panneau de contrôle;
— Détection et commande automatique de gain;
— Amplificateur moyenne fréquence;
— Amplificateur basse fréquence;
— Alimentation.

On distingue sur la face avant des caissons :

— des organes de commande,
— des appareils de contrôle,
— des voyants de signalisation.

Les organes de commande comprennent les manettes de changement de sous-gamme, les boutons d'entraînement des condensateurs variables, les commandes des combinateurs ou de potentiomètres, les clés inverseuses.

Des couleurs différentes permettent de reconnaître facilement les commandes intéressant soit

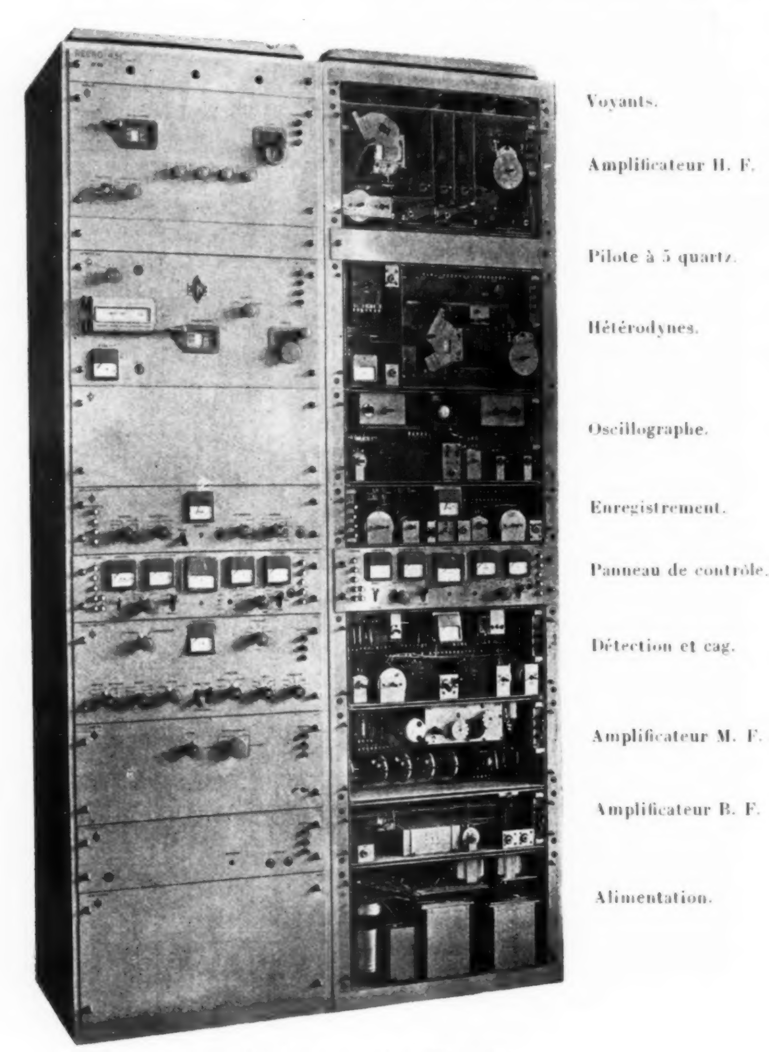


Fig. 9. — Deux récepteurs associés en Diversity.

la sensibilité, soit le mode de fonctionnement (télégraphie ou téléphonie) indépendamment des indications gravées sur les panneaux.

Les appareils de contrôle indiquent les valeurs des courants et tensions appliquées aux lampes des différents étages.

Le courant cathodique de chaque lampe peut être mesuré à l'aide d'un milliampèremètre commun mis en service par boutons poussoirs. Ceux-ci portent une pastille de la couleur de l'un des secteurs colorés du cadran de l'appareil de mesure. L'intensité indiquée est normale quand la couleur du secteur où s'arrête l'aiguille est celle du bouton correspondant.

Un milliampèremètre branché sur un étage asservi permet de suivre l'action de l'amplificateur de contrôle automatique de gain. Un autre appareil indique l'intensité du courant détecté.

Le niveau de sortie est contrôlé par un Vu mètre, appareil spécial qui, associé à un atténuateur, permet une étendue de mesure de —16 à + 27 décibels.

Des jacks de contrôle peuvent recevoir une fiche de casque pour l'écoute ou une fiche de liaison à l'oscillographe.

Les signalisations par voyants lumineux indiquent la mise sous tension de l'alimentation, le branchement du récepteur sur la ligne de trafic et la dérive de l'hétérodyne haute fréquence.

Les liaisons entre le câblage général fixé au meuble et le câblage intérieur des caissons sont faites à l'aide de cavaliers dont les fiches s'emboîtent dans des douilles. Cette disposition facilite le démontage et les contrôles éventuels.

Certaines liaisons utilisent des câbles blindés entre caissons. La jonction s'opère alors par une fiche blindée.

PERFORMANCES.

Les performances indiquées ci-après s'entendent pour des variations de tension du secteur inférieures à ± 10 %. Elles correspondent à la moyenne relevée sur un lot de 20 récepteurs. Les courbes résultent des mesures effectuées sur le récepteur n° 15.

Stabilité de l'hétérodyne H. F.

Les variations de fréquence Δf en fonction de diverses causes perturbatrices sont les suivantes :

a. Pour une variation de 10° de la température ambiante

$$\Delta f < 10^{-5}.$$

b. Pour une variation de la tension secteur comprise entre

$$+10\ \% \quad \text{et} \quad -10\ \%,$$

$$\Delta f < 10^{-5}.$$

c. Pour l'accord du groupe du circuit H. F. autour d'un point de réglage de 500 kc : sec en moins à 500 kc : sec en plus, la réaction est

$$\Delta f < 10^{-6}.$$

Sensibilité.

1° *En télégraphie.* — Le récepteur étant attaqué par un générateur étalonné connecté à la place du feeder, une réception correcte à 160 bauds peut être effectuée dans les conditions suivantes :

Résistance interne du générateur.. 70 Ω

force électromotrice non modulée du générateur > 0,5 μV :

Bande passante M. F........ 1,5 kc : sec

2° *En téléphonie.* — Le récepteur, attaqué de la même façon que précédemment, délivre à la sortie une puissance de 100 mW dans les conditions ci-dessous :

Résistance interne du générateur.. 70 Ω

force électromotrice modulée de 30 % > 15 μV :

Bande passante M. F.......... 7 kc : sec

Rapport $\frac{\text{signal}}{\text{bruit}}$ .... 26 db.

La mesure du niveau de bruit est effectuée en maintenant l'onde porteuse et en coupant la modulation.

Sélectivité.

1° *Deuxième moyenne fréquence.* — Le filtre à bobine donne quatre bandes passantes dont les largeurs à 4 db au-dessous du maximum sont : 12, 7, 4 et 1,5 kc : sec à 10 % près. Les largeurs de bandes à 40 db sont respectivement de 17,5, 12,5, 7,5 et 4 kc : sec.

2° *Première moyenne fréquence.* — Le filtre à quartz a six bandes passantes étroites réglées à 75, 100, 200, 400, 700 et 1000 p : sec. Il est possible d'atténuer une fréquence brouilleuse, distante de 0,5 à 1 kc : sec du bord de bande, à 60 db en dessous du niveau de la fréquence reçue.

Le filtre à bobines donne avec le filtre de deuxième moyenne fréquence les courbes résultantes de la figure 10.

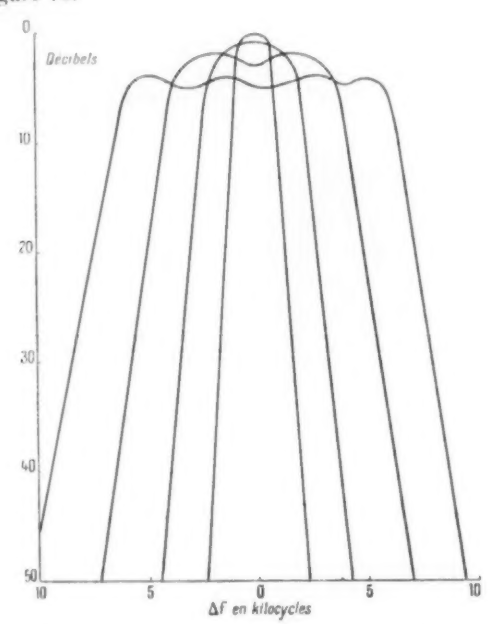


Fig. 10. — Courbes de sélectivité M. F. globale.

3° *Haute fréquence.* — La sélectivité des étages haute fréquence au milieu de chaque sous-gamme correspond à la courbe (*fig.* 11).

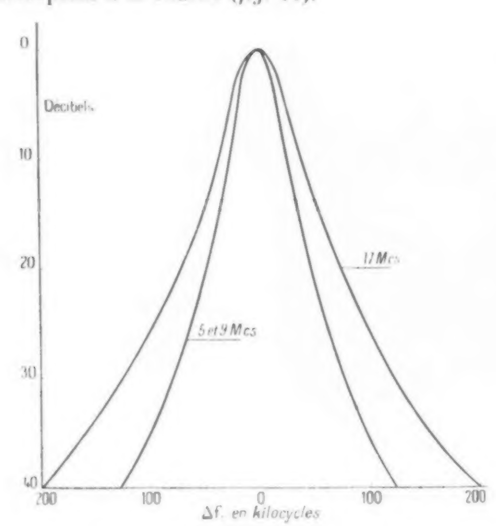


Fig. 11. — Sélectivité haute fréquence.

Les affaiblissements relatifs à la fréquence image et au point du second harmonique sont partout supérieurs à 80 db et dépassent 100 db dans la plus grande partie de l'étendue de la gamme.

La courbe de sélectivité à deux signaux, (*fig.* 12), pour un rapport de 26 db entre un signal utile

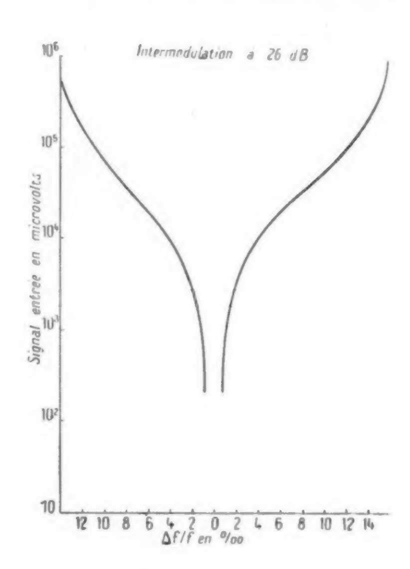


Fig. 12. — Sélectivité à deux signaux.

de 50 μV et un brouilleur, montre la protection obtenue contre l'intermodulation.

Contrôle automatique de gain (*fig.* 13).

1° En télégraphie, le niveau de sortie varie de moins de 4 db lorsque le niveau d'entrée varie de 100 db au-dessus de 1 μV dans 70 Ω.

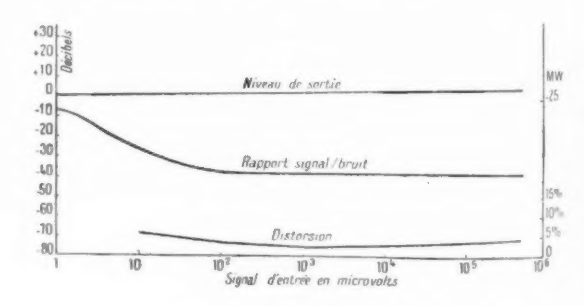


Fig. 13. — Contrôle automatique de gain.

2° En téléphonie, la qualité de la régulation reste la même, sans présenter aucun phénomène de saturation de la modulation.

Fidélité.

La courbe amplitude fréquence globale représentée (*fig.* 14) correspond au mode d'attaque précédent :

Signal haute fréquence...	10 Mc : sec
Tension d'entrée	500 µV
Taux de modulation	30 % de 50 à 3500 p : sec
Bande passante M. F.....	7 kc : sec

La variation totale d'amplitude dans la bande est inférieure à 3 db.

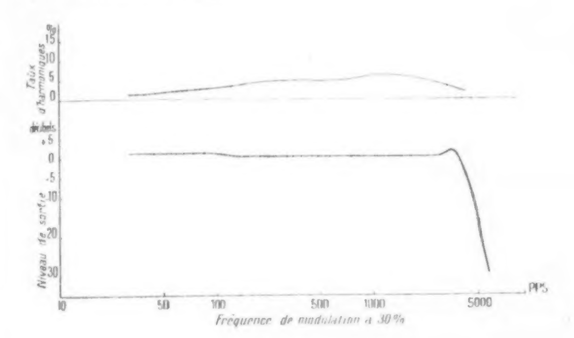


Fig. 14. — Courbes amplitude fréquence globale et taux d'harmoniques.

Le taux d'harmoniques dans les mêmes conditions est indiqué par la courbe supérieure.

La figure 15 montre comment varie le niveau de sortie en fonction du taux de modulation.

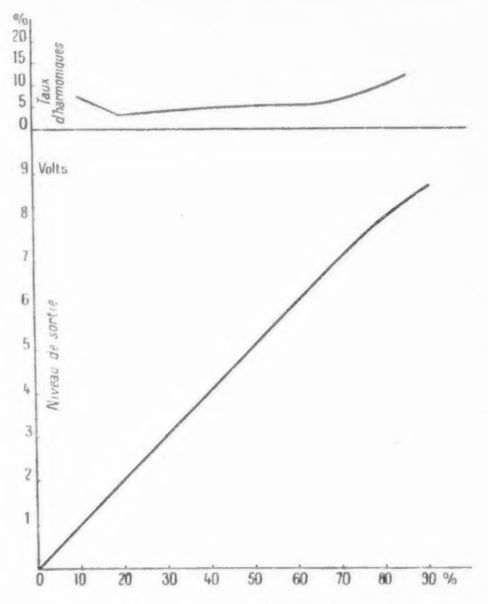


Fig. 15. — Amplitude de sortie en fonction du taux de modulation à 10 Mc : sec.

CONCLUSION.

Le récepteur Recro 451 est le dernier né d'une famille de récepteurs de trafic mis au point par

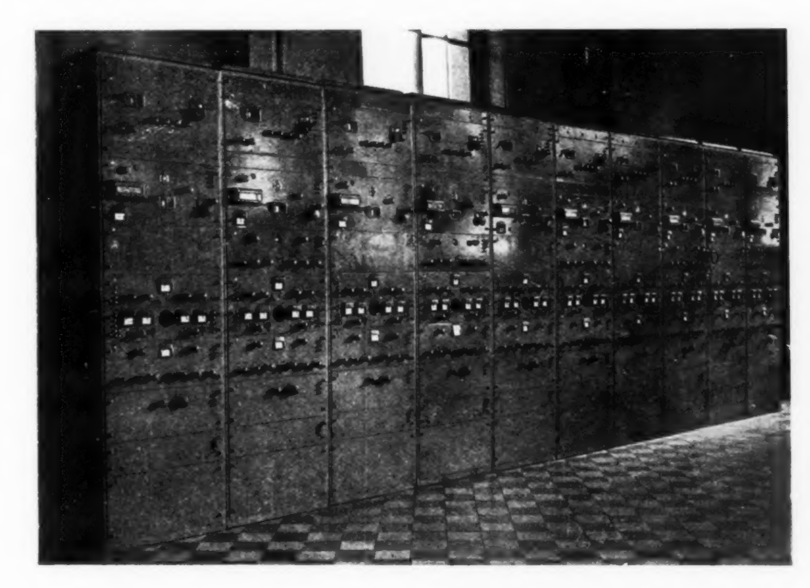


Fig. 16. — Récepteurs en diversity par deux équipant un centre d'écoute.

la S. F. R. Il fait suite aux récepteurs TRC 1/20 et TRC 2/20, mis en service un peu avant guerre, et tout près d'une centaine d'exemplaires équipent ou ont équipé les divers centres de trafic des grandes administrations ou des compagnies privées.

Le Recro 451 représente l'aboutissement de 20 années de pratique du trafic en ondes courtes. Il marque par rapport aux modèles précédents, des progrès sensibles pour la stabilité, la sélectivité la fidélité globale et la possibilité de fonctionnement sous climat tropical.

Une série de 80 exemplaires est actuellement en cours de finition.

Les résultats d'exploitation obtenus sur les quelque vingt premiers récepteurs déjà en service ont confirmé les performances que les mesures en laboratoire avaient permis d'espérer.

INFORMATIONS.

DISTINCTION HONORIFIQUE.

Le Comité André Blondel a décerné la médaille André Blondel pour 1947 à M. M. Ponte, Directeur général adjoint de la Compagnie Générale de Télégraphie sans Fil.

Cette médaille lui a été remise le 25 avril 1947 par M. Louis de Broglie, Secrétaire Perpétuel de l'Académie des Sciences.

POSSIBILITÉS NOUVELLES EN ONDES CENTIMÉTRIQUES.

Au cours d'un récent Comité de liaison C. S. F.-S. F. R., M. Warnecke a indiqué quelques résultats remarquables qui viennent d'être obtenus dans le laboratoire qu'il dirige :

D'une part, avec un nouveau modèle de klystron à deux cavités, le K. X. 1010, on a obtenu, en régime permanent et avec un rendement de l'ordre de 20 %, une puissance de sortie haute fréquence d'environ 1 200 W sur 10 cm de longueur d'onde. Ces résultats, dépassant très largement tous ceux qui ont été obtenus jusqu'à maintenant avec un tube à modulation de vitesse, ouvrent des perspectives nouvelles aussi bien dans le domaine de certaines communications radioélectriques que dans celui du chauffage diélectrique.

D'autre part, avec un modèle expérimental d'amplificateur à propagation d'ondes (T. X. 7), on a atteint, sur 11 cm de longueur d'onde, un gain de 27 db avec une bande passante d'environ 600 Mc : sec et une puissance de sortie H. F. d'environ 200 mW.

TÉLÉVISION SUR ONDES DÉCIMÉTRIQUES.

Les laboratoires C. S. F. ont commencé pour le compte de la Radiodiffusion française une série d'émissions expérimentales de télévision sur ondes décimétriques. Les premiers essais ont eu lieu à Paris, entre le Centre de la rue Cognacq-Jay et le Groupe Scolaire de la rue du Télégraphe : la fréquence porteuse était 1 300 Mc : sec et la puissance moyenne d'émission environ 100 W.

L'énergie H. F. produite avec un klystron amplificateur (type A. K. 774) était modulée en amplitude au moyen d'un magnétron à réactance placé en parallèle sur le guide d'onde (système Gutton-Ortusi).

Des images avec une définition de 800 lignes ont été reçues dans de bonnes conditions : les signaux transmis correspondaient soit à la mire d'épreuve classique, soit à des prises de vues directes dans la rue Cognacq-Jay.

Ces essais, et ceux qui suivront avec une définition plus élevée, ont pour but de déterminer les conditions pratiques dans lesquelles il est possible d'effectuer une radiodiffusion d'images en U. H. F. dans une grande ville.

Imp. GAUTHIER-VILLARS
55, Quai des Grands-Augustins, PARIS
126457
Dépôt légal, 1947, n° 295.

